

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

par

Michel GUIVARCH

Ingénieur INSA

Première Thèse

MESURE DIGITALE DES FAIBLES DIFFÉRENCES DE TEMPERATURE DETECTÉES PAR THERMOCOUPLE

Deuxième Thèse

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Soutenues le 28 Décembre 1967 devant la Commission d'Examen

JURY

MM. R. BERNARD, Président

R. ARNAL

J. L. PETIT

} Examinateurs

EDITIONS DE L'A. G. E. L.

20 Rue François-Garcin - LYON (3^e)

1967

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

par

Michel GUIVARCH

Ingénieur INSA

Première Thèse

MESURE DIGITALE DES FAIBLES DIFFÉRENCES DE TEMPERATURE DETECTÉES PAR THERMOCOUPLE

Deuxième Thèse

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Soutenues le 28 Décembre 1967 devant la Commission d'Examen

JURY

MM. R. BERNARD, Président

R. ARNAL

J. L. PETIT

} Examinateurs

EDITIONS DE L'A. G. E. L.

20 Rue François-Garcin - LYON (3^e)

1967

THÈSES

218820000

A LA FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE LYON

LE THÈSE DE DOCTEUR-MAGISTRE

PAR M. J. J. J. J.

PRÉSENTÉE

Pour l'obtention du

DEGRÉ DE DOCTEUR-MAGISTRE

EN SCIENCES



PROFESSEUR

Le 10 Mars 1901

UNIV.

LEIDEN

BIBL.

1901

1901

1901

1901

1901

Doyens honoraires

MM. LONGCHAMBON, MOUSSA, GAUTHIER Henri.

Professeurs honoraires

MM. de LARAMBERGUE, SOLLAUD, MOUSSA, JAFFARD, EYRAUD Henri, DEJARDIN, VIRET, AUMERAS.

Doyen

M. BRACONNIER.

Assesseurs

MM. L. DAVID, BOIDIN

Professeurs

MM. LONGCHAMBON	Minéralogie
PRETTRE	Chimie industrielle
COURTY	Chimie-Physique
KUHNER	Botanique
MALECOT	Mécanique rationnelle et appliquée
PARIS	Chimie minérale
JANIN	Physique générale
FLANDRIN	Géologie appliquée
BERNARD	Physique industrielle
NIGON	Zoologie expérimentale
GAUTHIER Henri	Géologie générale
WAUTIER	Zoologie
CHOPIN	Chimie biologique
CUEILLERON	Chimie
BRACONNIER	Calcul différentiel et intégral
EYRAUD Charles	Chimie-Physique appliquée
SARAZIN	Physique nucléaire
BOIDIN	Microbiologie et Mycologie
PERES	Physiologie



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552601_0037

MM. MESNARD	Electronique
GRANDMONTAGNE	Physique
BOUTILLIER	Minéralogie
LAFOUCRIERE	Physique nucléaire théorique
DREUX	Chimie organique
TEICHNER	Chimie industrielle
PAVANS de CECCATTY	Zoologie
MERLIN	Chimie analytique
DUFAY Maurice	Physique de l'atmosphère
PHILBERT	Physique nucléaire
COHEN-ADAD	Chimie
DAVID Louis	Géologie (générale)
CHANEL	Psychophysiologie
MAURY	Méthodes mathématiques de la physique
DEPRAZ	Physique nucléaire
GAUTHIER Jean	Chimie
GAUME	Physique expérimentale
UZAN	Physique
LEGAY	Biologie animale
LAFORGUE	Physique
GERMAIN	Chimie
CHENEVOY	Géologie appliquée
BIGAY	Astronomie

Professeurs sans chaire

MM. FERON	Mathématiques
GINET	Zoologie
ASCH	Physique
MICHEL Pierre	Minéralogie
Mle MAITROT	Physique
MM. GEVIN	Géologie générale
PONASSE	Mathématiques
d'INCAN	Physique C. S. U.
LEFEBVRE	Mathématiques
PERNET	Mathématiques
CHERY	Physique
BERGEON	Physique C. S. U.
Mle GAUTHERON	Chimie biologique
MM. DESCOTES	Chimie organique
ERBEIA	Physique
Mme ERICSON	Physique générale
MM. LEMOIGNE	Botanique
MARTEL	Mécanique
MATHIEU	Mécanique des fluides
MICHEL Georges	Biochimie
PICARD Philippe	Mathématiques

MM. LEBRETON
TOUSSET
COMBET

Biologie végétale
Chimie propédeutique
Mathématiques

Maîtres de Conférences

MM.	DEMARCO	Géologie générale
	DAVID Jean	Biologie animale
	FEUVRAIS	Physique-Electricité
	SCHMITT	Physique C. P. E. M.
	LAURENT	Chimie organique
	ROT	Mathématiques
	BETHOUX	Mathématiques T. M. P.
	GUSAKOW	Physique
Mle	THOMAS	Chimie minérale
	BUCHWALTER	Mathématiques
	BOUZON	Mathématiques C. S. U.
	COSNIER	Psychophysiologie
Mle	LAMOURE	Biologie végétale
	PORTHAULT	Chimie C. S. U.
	VALLET	Chimie macromoléculaire
	HAUGAZEAU	Analyse numérique
	ENAY	Géologie
	BERTHET	Biologie végétale C. P. E. M.
	BRUN	Biologie animale
	DELMAU	Physique
	EL BAZ	Physique-Electricité
	FONTANGES	Physiologie
	HUET	Chimie C. P. E. M.
	REMOND	Mathématiques
	JANIN Pierre	Mathématiques
	RUHLA	Physique
	DUPUY	Emission électronique
	CHASTRETTE	Chimie
	PARIS Jacques	Chimie
	DAILLIE	Biologie animale
	LARPENT	Biologie végétale
Mle	WORBE	Physiologie

Maître de Conférences adjoint

M.	PIERRON	Chimie
----	---------	--------

Conseiller administratif

M. BURNET

Secrétaire principal honoraire

M. ROUX

Le présent travail a été effectué au Département de
PHYSIQUE de l'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES de
LYON.

Je remercie très vivement Monsieur le Professeur
R. BERNARD, Directeur de Département, d'avoir bien voulu présider
la Commission d'Examen.

Je suis particulièrement reconnaissant à Monsieur le
Professeur R. ARNAL pour les conseils, les idées, les encouragements
qu'il m'a prodigués au cours de cette réalisation, ainsi que pour l'en-
train qu'il sait communiquer à l'équipe de notre laboratoire.

Que Monsieur J. L. PETIT, qui m'a initié au domaine de
la thermique et de la Calorimétrie, orienté dans ces recherches puis
aidé de son expérience et de son savoir-faire tout au long de la réalisa-
tion, trouve ici l'expression de ma gratitude.

Je sais gré à tous mes camarades du laboratoire du
climat sympathique qui y règne et je ne saurais oublier l'influence indi-
recte de nombreuses conversations, notamment avec Monsieur Y. MARTINEZ.

Je remercie enfin le personnel technique et administratif
de sa précieuse collaboration.

INTRODUCTION

De nombreux appareils font appel à la mesure d'un flux thermique de conduction. C'est en particulier le cas de certains appareils de calorimétrie [1] [2] [3] [4] [5] [6] [7]

La mesure de ce flux revient alors à la détermination du gradient de température longitudinal apparaissant dans le matériau qu'il traverse.

L'introduction dans ce conducteur des détecteurs de température destinés à la mesure de ce gradient perturbe la forme de l'écoulement thermique de par les effets parasites introduits (fuites thermiques et effets secondaires dus au capteur).

Ces effets peuvent être réduits lorsque ce transducteur thermique est à la fois détecteur et organe de conduction.

C'est le cas dans les calorimètres à conduction où le transducteur est une pile thermoélectrique [1] [5] [6] [7] dont l'avantage essentiel est le comportement en générateur de tension électrique.

Pour prétendre accéder à la mesure de faibles flux de chaleur, les ordres de grandeur des forces électromotrices des thermocouples nécessitent une chaîne d'amplification continue de grandes performances, en particulier quant aux dérives : la réalisation d'un tel amplificateur est le premier objet du présent mémoire.

La proportionnalité entre les forces électromotrices mesurées et les flux de chaleur qui les produisent n'existe qu'en régime per-

manent. En régime variable, il est nécessaire d'effectuer un traitement du signal pour reconstituer l'évolution du flux de chaleur en fonction du temps [8] [9] [10] . Pour ce faire, il est intéressant de mettre en oeuvre les méthodes numériques de traitement du signal par ordinateur, en temps réel, et par conséquent d'avoir une représentation numérique du signal. A cet effet, nous avons réalisé une conversion analogique-numérique des signaux de sortie de l'amplificateur.

L'ensemble apparaît comme un organe de liaison possible entre un transducteur thermoélectrique et un appareil de traitement de l'information.

CHAPITRE I

AMPLIFICATEUR DE TENSION

Dans l'étude qui suit, nous nous proposons, à partir d'exigences à priori sur les performances souhaitées, d'élaborer l'allure générale de l'amplificateur, sa "silhouette" ; puis, entrant plus avant dans le détail des circuits, nous décrirons notre réalisation et les résultats obtenus.

I - ELABORATION DE LA "SILHOUETTE" DE L'AMPLIFICATEUR

Le fait de concevoir un amplificateur spécialement destiné à l'exploitation de signaux délivrés par des thermocouples permet d'être fort peu exigeant quant à l'étendue de sa bande passante. En effet, les phénomènes thermiques mettent en oeuvre des constantes de temps qui sont le plus souvent supérieures à la seconde. L'étendue en fréquence du spectre des signaux utiles est limitée, dans la plupart des applications courantes, de quelques dixièmes de cycles par seconde à quelques cycles par seconde, tant dans les dispositifs d'asservissement de température de fours que dans les appareillages calorimétriques ou de mesure de faibles différences de température. Il nous faut donc limiter également la bande passante de l'amplificateur afin d'éliminer les bruits situés hors du domaine utile, en ménageant la possibilité d'adapter sa fréquence de coupure à chaque utilisation particulière.

Le gain de l'amplificateur doit lui aussi être commutable, mais défini, pour chaque position, avec une grande précision et une grande stabilité : une variation ΔV_s du signal de sortie doit correspondre à une variation ΔV_e du signal d'entrée, et non à une variation ΔG du gain, dès lors que l'on a :

$$\frac{\Delta V_s}{V_s} = \frac{\Delta G}{G} + \frac{\Delta V_e}{V_e} \quad (1)$$

Cette condition impose que le gain soit déterminé essentiellement par des résistances de contre-réaction, et rendu le plus indépendant possible des paramètres des composants actifs, selon l'une des techniques bien connues de bouclage des amplificateurs opérationnels, en montage inverseur ou non inverseur (fig. 1).

Dans le cas du montage inverseur, on a :

$$G' = \frac{V_s}{e} = - \frac{G}{1 + \frac{G+1}{G_o}} \quad (2)$$

et

$$\frac{dG'}{G'} = - \frac{dG_o}{G_o} \frac{1}{1 + \frac{G_o}{G+1}} \quad (3)$$

expressions où G_o est le gain en boucle ouverte de l'amplificateur.

Dans le cas du montage non inverseur :

$$G'' = \frac{V_s}{e} = \frac{G}{1 + \frac{G}{G_o}} \quad (4)$$

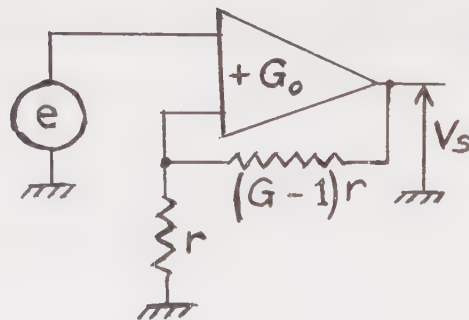
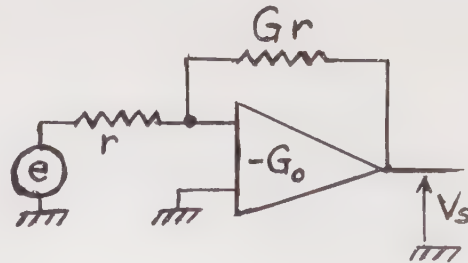


fig. 1 : Montage inverseur
Montage non-inverseur.

et

$$\frac{dG''}{G''} = \frac{dG_o}{G_o} \cdot \frac{1}{1 + \frac{G_o}{G}} \quad (5)$$

ces expressions ont la même forme et permettent d'évaluer le gain en boucle ouverte G_o souhaitable. Fixons-nous une excursion de tension ± 10 volts sans écrêtage en sortie de l'amplificateur, et essayons d'atteindre une valeur du bruit de l'ordre de ± 10 nanovolts ramenés à l'entrée : un gain de 10^6 en boucle fermée donnera un bruit de ± 10 mv à la sortie, soit une dynamique de l'ordre de 1000, la dynamique étant le rapport du signal maximum sans distorsion au signal minimum que l'on peut extraire du bruit.

D'après l'expression (1), l'erreur ΔV_s introduite à la sortie par une variation du gain G en boucle fermée est : $V_s \cdot \frac{\Delta G}{G}$; elle est la plus grande lorsque V_s est maximum, à la limite de l'écrêtage. Dans ce cas, une variation de 10^{-3} sur G se traduit par un signal d'erreur de 10 nanovolts ramenés à l'entrée, acceptable parce que du même ordre de grandeur que le bruit. Si l'on admet que le gain en boucle ouverte G_o de l'amplificateur est susceptible de varier de $\pm 10\%$ autour de sa valeur nominale, l'une ou l'autre des expressions (3) ou (5) conduit à prendre $G_o \gg 10^8$, pour que le gain G en boucle fermée en soit affecté dans les limites tolérées de $\pm 10^{-3}$.

Remarquons que cette évaluation de G_o est valable pour toutes les valeurs de G en boucle fermée, dès lors que l'on s'impose

$$\Delta V_{smax} \leq \frac{G}{V_{e\text{bruit}}} \cdot V_{e\text{bruit}} : \text{d'après (1), } V_{smax} = \frac{\Delta G}{G} \cdot V_{smax},$$

d'où $\frac{\Delta G}{G} \leq \frac{V_{e\text{bruit}}}{V_{smax}} G$; d'après (3) ou (5), en supposant $\frac{G_o}{G} \gg 1$, on

a :

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{G}{G_o} \cdot \frac{\Delta G_o}{G_o}$$

par conséquent :

$$G_o > \frac{\Delta G_o}{G_o} \frac{V_{smax}}{V_{e\text{bruit}}} \quad (6)$$

Ce résultat est indépendant du réseau de bouclage et valable pour tout amplificateur opérationnel dont on désire exploiter les performances de dérive ou de bruit sans introduire d'erreur supérieure due à l'imprécision du gain.

Intéressons-nous maintenant à l'impédance d'entrée de l'amplificateur : afin de ne pas perturber les mesures, elle doit être supérieure de plusieurs ordres de grandeur à l'impédance de sortie du thermocouple utilisé.

Cette dernière dépend non seulement des propriétés électriques des fils du couple (résistance ohmique des fils), mais aussi des propriétés thermiques du contact avec le milieu dont il est destiné à mesurer la température. En effet, lorsque le thermocouple débite un courant i , des effets secondaires, Thomson, Peltier, métallurgique, donnent lieu à des variations de la température effective des soudures. On peut minimiser ces variations en faisant en sorte que le capteur débite un courant très faible, et en établissant un contact thermique très étroit entre la soudure et le milieu. Cette dernière précaution est de toute manière indispensable à la réduction des erreurs dues à la conduction thermique des fils du couple.

Si nous admettons que l'impédance de sortie du thermocouple peut atteindre quelques ohms, l'amplificateur doit présenter une impédance d'entrée de quelques kiloohms pour prétendre à une précision de mesure de 10^{-3} , raisonnablement compatible avec la précision et la stabilité des résistances de contre-réaction qui fixent le gain de l'amplificateur.

En ce qui concerne le bruit et les dérives d'entrée, ils devront être aussi réduits que possible, limités à $\pm$ une dizaine de nanovolts.

Or, dans le montage inverseur (fig. 1), en supposant comme on l'a justifié, $G_o \gg G$, l'impédance d'entrée est égale à r , qui vaut donc quelques dizaines de kiloohms.

Mais alors la présence de la résistance r introduit un bruit thermique non négligeable, qui s'ajoute aux bruits propres de l'étage d'entrée de l'amplificateur.

La figure 2 représente ces bruits :

r_s est l'impédance de sortie du thermocouple à laquelle est associée la tension de bruits e_{rs} donnée par l'expression classique :

$$\overline{e_{rs}^2} = 4 k T r_s \Delta f$$

$\overline{e_{rs}^2}$ est le carré moyen de la tension e_{rs} ;

Δf est l'intervalle de fréquences considéré, c'est-à-dire la largeur de la bande passante de l'amplificateur.

$$A_r \text{ est associée la tension de bruit } e_r = \sqrt{4 k T r \Delta f}.$$

Les bruits propres de l'amplificateur sont simulés par les générateurs de tension e_A , et de courant i_A . En négligeant, comme il est légitime, r_s devant r , et e_{rs} devant e_r , la tension de bruit totale ramenée à l'entrée est donnée par :

$$\overline{e_b^2} = \left[e_A \left(1 + \frac{1}{G} \right) + r i_A + e_r + \frac{e}{G} \right]^2$$

expression assimilable à :

$$\overline{e_b^2} = (e_A + r i_A + e_r)^2$$

Pour une largeur de bande Δf de 1 Hz et une impédance d'entrée de $10 \text{ k}\Omega$, la tension de bruit supplémentaire introduite par r serait de 13 nanovolts efficaces à la température ambiante, valeur non négligeable.

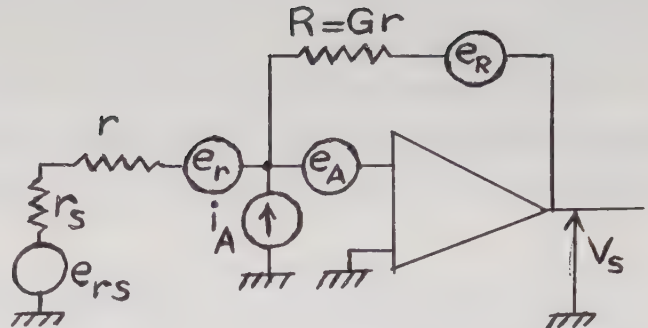


fig. 2 : bruit du montage inverseur

En outre, malgré toutes les précautions, l'amplificateur a toujours un courant continu d'entrée résiduel I_o que nous appellerons courant d'offset. Afin de conserver la précision de $\pm 10 \text{ nV}$ souhaitée à l'entrée, la tension parasite provoquée par le passage de I_o dans r et r_s devra demeurer stable à $\pm 10 \text{ nV}$ près, ce qui nécessite $|\Delta I_o| < 10^{-12}$ ampère si $r = 10 \text{ k}\Omega$. Cette condition est fort difficile à réaliser.

Le montage inverseur présente donc deux inconvénients importants dus au fait que l'impédance d'entrée de l'étage amplificateur est matérialisée par la résistance r , bruyante, et parcourue par le courant d'offset I_o . Ce montage est abandonné au profit du montage non inverseur (fig. 1).

Dans cette dernière configuration, l'impédance d'entrée apparente de l'étage amplificateur est très grande, et dépend peu de r : elle est égale au produit de l'impédance d'entrée propre Z_{eo} de l'amplificateur opérationnel par le taux de contre-réaction $\frac{G_o}{G}$, lequel, on l'a vu, est au moins égal à 100. Une impédance d'entrée Z_{eo} de 100Ω suffit donc pour réaliser une impédance d'entrée Z_e de l'étage supérieure à $10 \text{ k}\Omega$. La résistance r , qui ne sert plus alors qu'à la détermination du gain de l'amplificateur, peut être choisie très faible, de sorte qu'elle n'introduit ni bruit ni dérive appréciable.

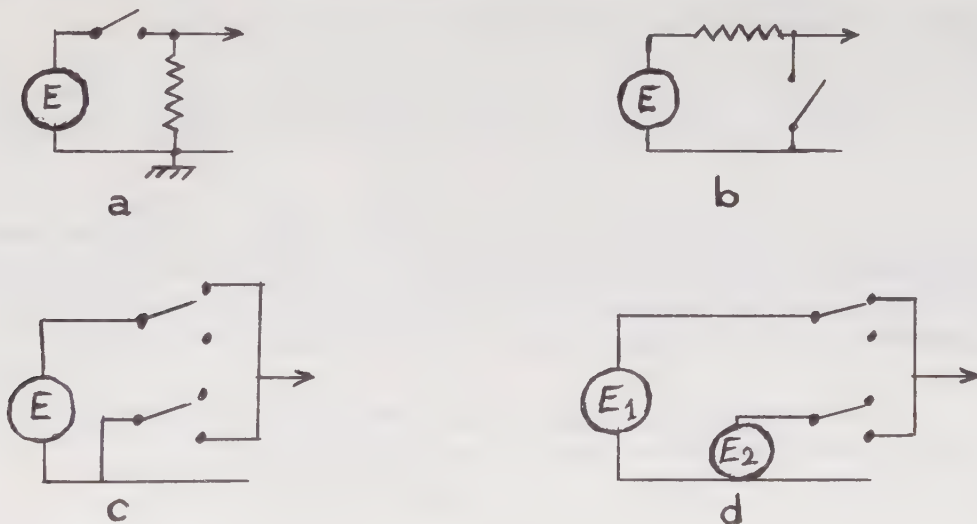
Pour bénéficier de ces avantages du montage non inverseur, il est cependant nécessaire de munir l'amplificateur opérationnel d'un étage d'entrée différentiel.

Les amplificateurs opérationnels à semi conducteurs disponibles sur le marché sont en général munis d'un tel étage d'entrée. Leur utilisation pour l'amplification de tensions continues aussi faibles que quelques dizaines de nanovolts est cependant exclue actuellement en raison des dérives encourues à leur entrée, même dans l'hypothèse où ils seraient finement thermostatés [11] et alimentés par des tensions continues hautement stabilisées. Leur dérive en tension, ramenée à l'entrée, est le plus souvent de quelques microvolts par degré et de quelques dizaines de microvolts par volt d'alimentation ; leur courant d'entrée est lui aussi sujet à dérive. D'autre part, une tension nulle en sortie s'obtient pour une tension non nulle à l'entrée ; ce décalage dû à l'imperfection de l'appairage des composants actifs d'entrée, atteint fréquemment 1 mV et doit être compensé extérieurement.

Cette opération doit par conséquent s'effectuer avec une stabilité de l'ordre de 10^{-4} pour prétendre à une centaine de nanovolts de précision. Une telle performance nous paraît quasiment irréalisable.

Le rejet des amplificateurs classiques à liaisons directes pour toutes ces raisons, conduit alors à un procédé d'amplification pour découpage de la tension continue d'entrée.

Des trois montages classiques de découpeurs, les montages série, parallèle et série-parallèle (fig. 3), seule ce dernier est muni d'une entrée différentielle, à condition de relier la seconde entrée non pas à la masse comme c'est l'usage, mais à la seconde tension d'entrée.



choppers a) série
b) parallèle
c) série-parallèle
d) différentiel

fig. 3

Celle-ci, dans notre cas, sera la tension de contre-réaction, et la discussion qui précède conduit au diagramme fonctionnel suivant pour l'ensemble de la chaîne d'amplification (fig. 4).

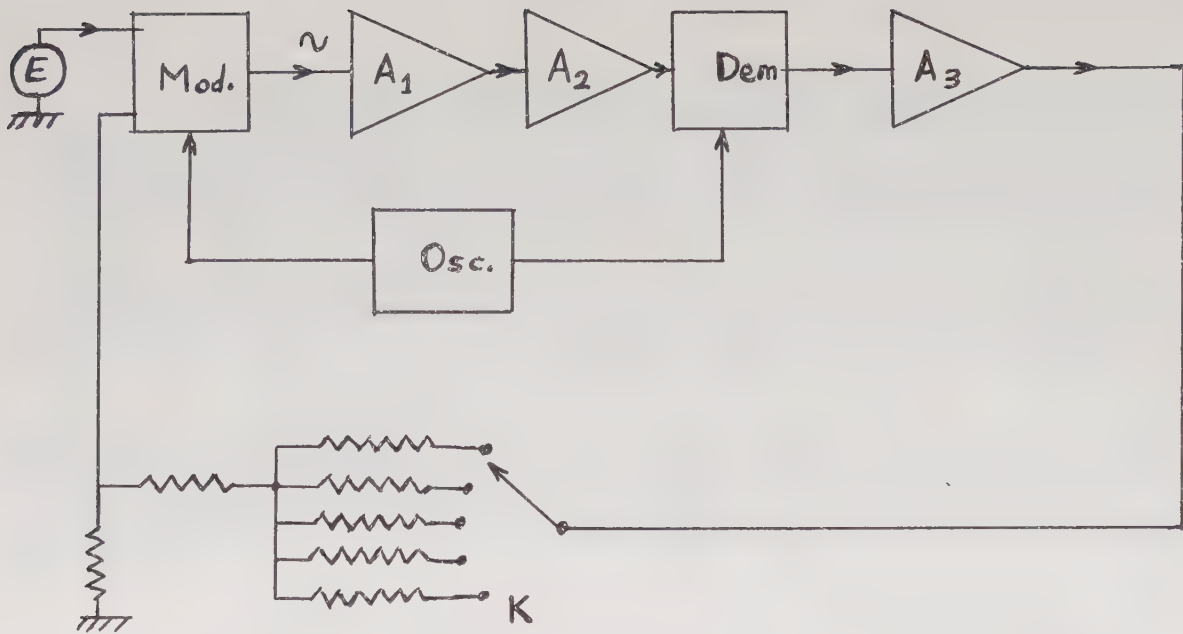


fig. 4 : diagramme fonctionnel de la chaîne d'amplification

Le signal d'entrée est modulé, puis amplifié par une chaîne alternative, démodulé, puis à nouveau amplifié et filtré en continu. Un oscillateur pilote la modulation et la démodulation, et le réseau résistif de contre-réaction globale inclut un commutateur de gain.

Examinons maintenant les problèmes posés par la réalisation des organes les plus critiques de cette chaîne.

II - MODULATEUR SERIE-SHUNT D'ENTREE

a) Choix des transistors MOS

Les éléments interrupteurs du découpeur série-parallèle d'entrée ne doivent introduire aucun signal parasite indiscernable des signaux utiles, à savoir absence de tension découpée lorsque l'entrée est à zéro. Le choix se restreint aux découpeurs mécaniques, aux photos résistances et aux transistors à effet de champ [12]

Les découpeurs mécaniques ont la fâcheuse réputation d'avoir une durée de vie assez limitée, en général, et sont d'un maniement délicat si on veut éviter des pointes de tension parasites lors du basculement.

Nous avons opté pour l'utilisation de transistors à effet

de champ à grille isolée, ou MOST "métal oxyde semiconductor transistors", de type 2N 3631, bien que l'utilisation de photorésistances soit parfaitement justifiable : l'un et l'autre composant se comportent comme des résistances commandées, par un flux lumineux, dans un cas, par une tension électrique dans l'autre, sans présence de jonction dans le circuit emprunté par le signal comme ce serait le cas avec des transistors bipolaires. Il nous a semblé à priori que les transistors à effet de champ permettaient une plus grande souplesse de commande, en ce sens qu'il nous paraît plus aisé d'agir sur la forme de la variation d'une tension au cours du temps que sur celle d'une intensité lumineuse. En contre partie, il existe un couplage capacitif plus important entre la sortie et la commande.

Les MOST sont préférables aux transistors à effet de champ ordinaires, en raison de l'extrême faiblesse de leur courant de fuite de grille, de l'ordre de 10^{-12} à 10^{-15} A, due à la présence du mince film d'oxyde qui isole l'électrode de commande [13]

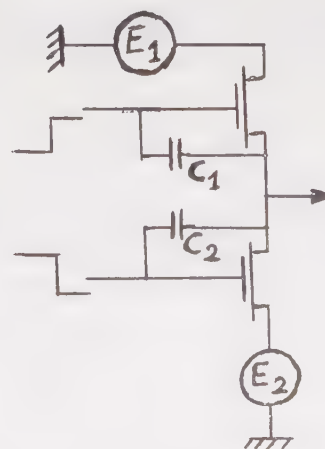
Une étude sommaire de la loi de variation de la résistance dynamique présentée entre drain et source, autour de l'origine dans le plan I_{Ds} - V_{Ds} , en fonction de la tension de commande grille-source V_{Gs} , conduit à admettre en première approximation une loi de variation hyperbolique, soit :

$$r_{ds} = \frac{r_o V_{po}}{V_{po} - V_{Gs}}$$

V_{po} étant la tension de pincement du canal.

b) Choix de la commande sinusoïdale (fig. 5)

Dans le cas idéal d'une symétrie parfaite du montage, avec des transistors identiques, des signaux de commande en exacte opposition de phase, des capacités parasites égales, etc..., les deux courants introduits à la sortie par les couplages capacitifs C_1 - C_2 seraient exactement opposés, quelle que soit la forme du signal de commande.



En réalité, il ne peut jamais en être ainsi, et des

inégalités de temps de montée et de descente entre les signaux de commande des deux grilles, se traduisent par l'apparition en sortie de pointes de tension (fig. 6).

Celles-ci sont susceptibles d'être éliminées lors de la démodulation, à condition de les exclure du temps de validation du démodulateur. En réalité, cette opération nécessite une chaîne d'amplification à très large bande afin de ne pas amortir les pointes : se posent alors les problèmes de dynamique de la chaîne alternative, bien qu'un écrêtage des pointes soit tolérable, et de bruit à large bande, en même temps qu'apparaît l'obligation de positionner avec précision le signal de commande du démodulateur.

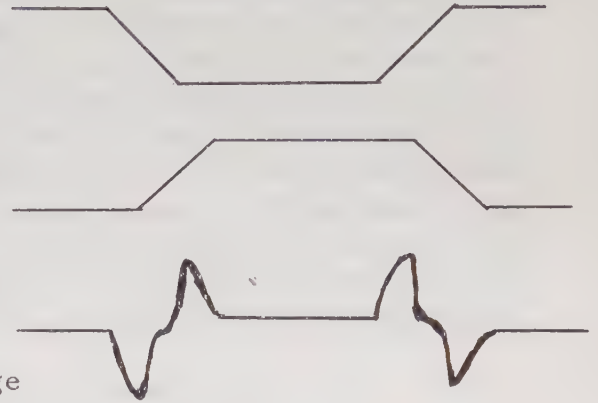


fig. 6

La commande du modulateur par des signaux sinusoïdaux est préférable : elle évite la présence de ces pointes intempestives et permet aisément l'élimination quasi complète des signaux parasites d'origine capacitive lors de la démodulation.

Supposons les grilles des deux transistors MOS commandées par des signaux sinusoïdaux en opposition de phase, et tels que l'un et l'autre atteignent la limite de blocage (fig. 7) :

On a alors :

$$V_{gs} = V_1 + (V_1 - V_{po}) \cos \omega t$$

$$\begin{aligned} \text{et } r_{ds} &= \frac{r_o V_{po}}{V_{po} - V_1 + (V_1 - V_{po}) \cos \omega t} \\ &= \frac{r_o V_{po}}{V_{po} - V_1} \cdot \frac{1}{1 - \cos \omega t} \\ &= \frac{r_l}{1 - \cos \omega t} \end{aligned}$$

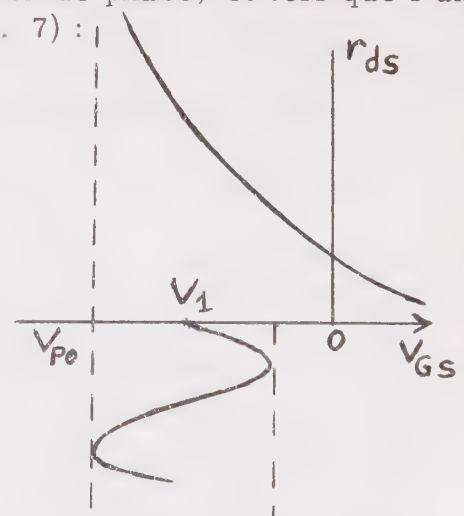


fig. 7

La tension parasite d'origine capacitive à la sortie v_{cs} , est donnée par

$$v_{cs} = (i_{c1} + i_{c2}) \frac{r_{ds1} \cdot r_{ds2}}{r_{ds1} + r_{ds2}}$$

En admettant que les deux MOST ont des caractéristiques identiques et sont commandés dans les mêmes conditions,

$$\text{on a } r_{ds1} = \frac{r_1}{1 - \cos \omega t} \quad , \quad r_{ds2} = \frac{r_1}{1 + \cos \omega t}$$

$$\text{et } \frac{r_{ds1} \cdot r_{ds2}}{r_{ds1} + r_{ds2}} = \frac{r_1}{2}$$

Dans ce cas idéal où il y a seulement dissymétrie dans les capacités c_1 , et c_2 , V_{cs} devient :

$$V_{cs} = \left[1 + j \frac{r_1}{2} (c_1 + c_2) \omega \right] = j (c_1 - c_2) \frac{r_o}{2} \omega \cdot V'_1$$

expression où V'_1 est la tension sinusoïdale de commande.

$$\text{Comme } \frac{r_1}{2} (c_1 + c_2) \omega \ll 1 :$$

$$V_{cs} \approx j (c_1 - c_2) \frac{r_o}{2} \omega V'_1 + \frac{r_o^2}{4} (c_1^2 - c_2^2) \omega^2 V'_1$$

V_{cs} contient une composante en quadrature avec la tension de commande, et par conséquent en quadrature avec le signal utile ainsi qu'une composante bien plus faible en phase avec V'_1 .

La première de ces composantes, dont on peut donner un ordre de grandeur de l'amplitude, disparaît lors de la démodulation synchrone, car elle donne une valeur moyenne nulle. Pour fixer les idées, supposons que la tension de commande représente trois volts crête à crête, à une fréquence de l'ordre de 200 Hz ; admettons, avec pessimisme que $c_1 - c_2 = 1$ pF, et $r_1 = 1$ k Ω .

La tension parasite en quadrature avec la commande représente alors une amplitude d'environ 1,5 μ V crête à crête. Si le

démodulateur permet son élimination à 1 % près, l'erreur introduite est de 15 nV ramenés à l'entrée, ce dont nous nous contenterons.

En cas de dissymétrie des variations de r_{ds1} et r_{ds2} en fonction du temps, il s'ajoutera des harmoniques de la fréquence de commande, eux aussi éliminés par la démodulation synchrone.

En résumé, nous avons choisi une commande sinusoïdale du chopper qui permet l'élimination presque totale des tensions parasites d'origine capacitive, et ce d'autant plus aisément que le démodulateur est dépourvu d'erreur de phase et que la fréquence de découpage est basse. L'oscillateur sinusoïdal de commande est décrit ultérieurement. Les grilles des MOST sont munies d'un réglage de "niveau" moyen qui permet d'ajuster au mieux la forme d'onde de sortie (fig. 8).

c) Gain et Impédance d'entrée différentielle

Etudions le "gain" de ce modulateur, c'est-à-dire le rapport entre l'amplitude de la tension de sortie et la tension continue d'entrée.

Nous supposons le montage attaqué en tension (fig. 9) avec symétrie parfaite de r_{ds1} et r_{ds2} ; Z_e est l'impédance d'entrée de l'amplificateur couplé par capacité qui suit le modulateur.

La loi d'Ohm étant vérifiée à tout instant, on aura :

$$V_s = \frac{Z_e (E_1 r_{ds1} + E_2 r_{ds2})}{Z_e (r_{ds1} + r_{ds2}) + r_{ds1} r_{ds2}}$$

$$r_{ds1} + r_{ds2} = \frac{r_l}{1 - \cos \omega t} + \frac{r_l}{1 + \cos \omega t} = \frac{2 r_l}{\sin^2 \omega t}$$

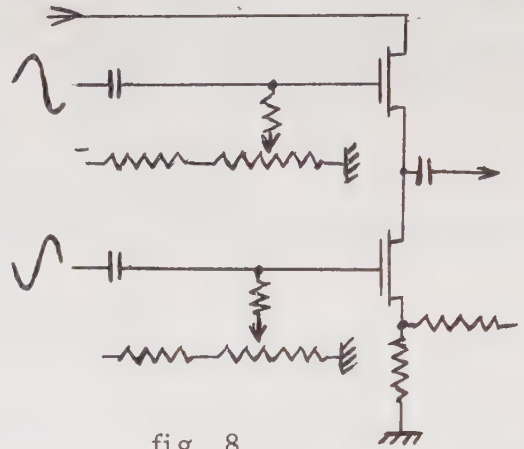


fig. 8

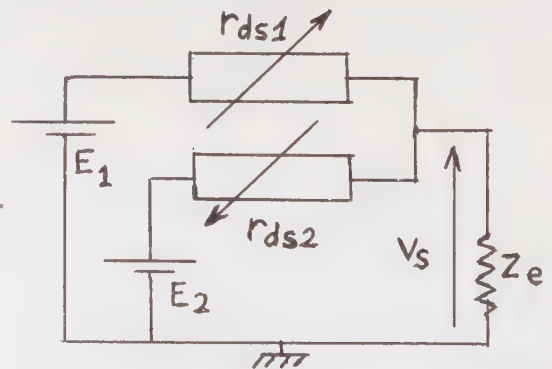


fig. 9

$$r_{ds1} r_{ds2} = \frac{r_1^2}{\sin^2 \omega t}$$

D'où
$$S = \frac{Z_e}{2 Z_e + r_1} \left[E_1 + E_2 + (E_1 - E_2) \cos \omega t \right]$$

Seul nous intéresse le terme de pulsation ω

$$V_s = \frac{Z_e}{2 Z_e + r_o} (E_1 - E_2) \cos \omega t, \text{ d'amplitude}$$

$$\frac{Z_e}{2 Z_e + r_o} (E_1 - E_2);$$

le gain est :

$$\frac{V_s}{E_1 - E_2} = \frac{1}{2} \frac{Z_e}{Z_e + \frac{r_o}{2}}$$

D'où l'intérêt d'avoir Z_e très grande devant $\frac{r_o}{2}$; on a dans ce cas un gain de $\frac{1}{2}$, ce qui n'a rien de surprenant puisque l'amplitude crête à crête de v_s est $E_1 - E_2$.

Une autre caractéristique importante de l'étage d'entrée concerne le courant moyen débité par les sources E_1 et E_2 : c'est l'impédance d'entrée différentielle en très basse fréquence de l'amplificateur.

Z_e peut être éliminée du schéma équivalent, n'étant parcourue par aucune composante continue issue de E_1 ou E_2 (fig. 10)

On a :
$$i(t) = \frac{E_1 - E_2}{r_{ds1} + r_{ds2}}$$

$$= \frac{E_1 - E_2}{2 r_1} \sin^2 \omega t$$

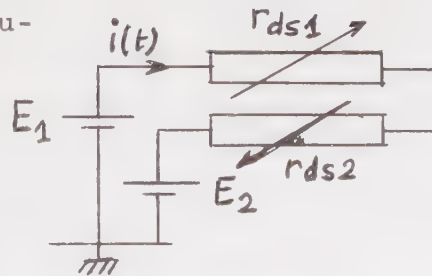


fig. 10

$$i(t) = \frac{E_1 - E_2}{2 r_1} \frac{1 - \cos 2\omega t}{2}$$

courant dont la valeur moyenne $I_m = \frac{E_1 - E_2}{4 r_1}$, conduit à une valeur $4 r_1$ d'impédance d'entrée différentielle, soit de quelques kilohms au maximum.

Il est à remarquer que cette analyse est redevable de l'hypothèse d'une attaque en tension. Si l'impédance interne de la source E_1 est élevée, $i(t)$ a une forme plus compliquée. L'intérêt d'une analyse plus poussée ne s'impose pas de par nos approximations.

En conclusion, la commande sinusoïdale des transistors MOS fait intervenir une impédance d'entrée différentielle de l'ordre du kilohm, sans détériorer le gain par rapport au cas de la commande en tout ou rien ; la faible valeur de l'impédance d'entrée en boucle ouverte n'est cependant pas un obstacle à l'obtention d'impédances d'entrée élevées en boucle fermée, dans la configuration de contre-réaction utilisée.

III - CHAÎNE D'AMPLIFICATION ALTERNATIVE

a) Gain

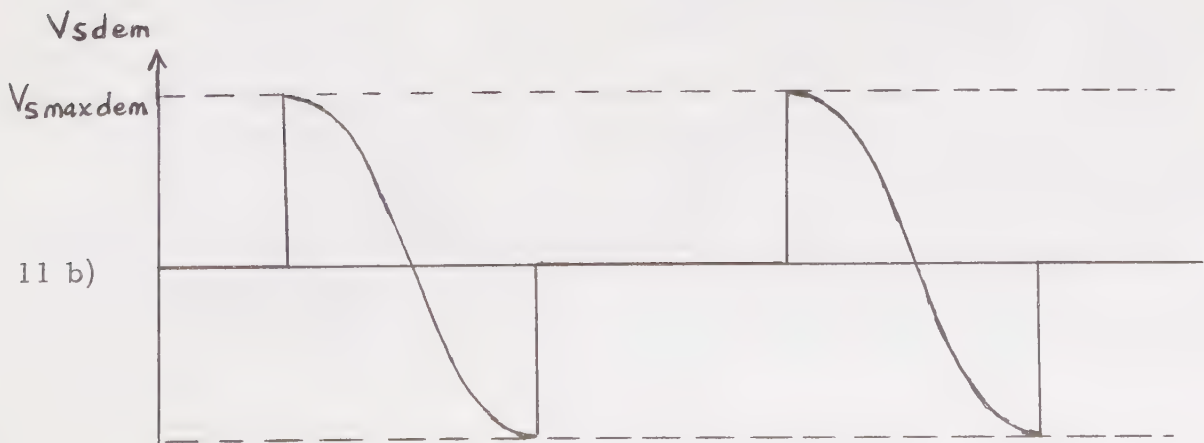
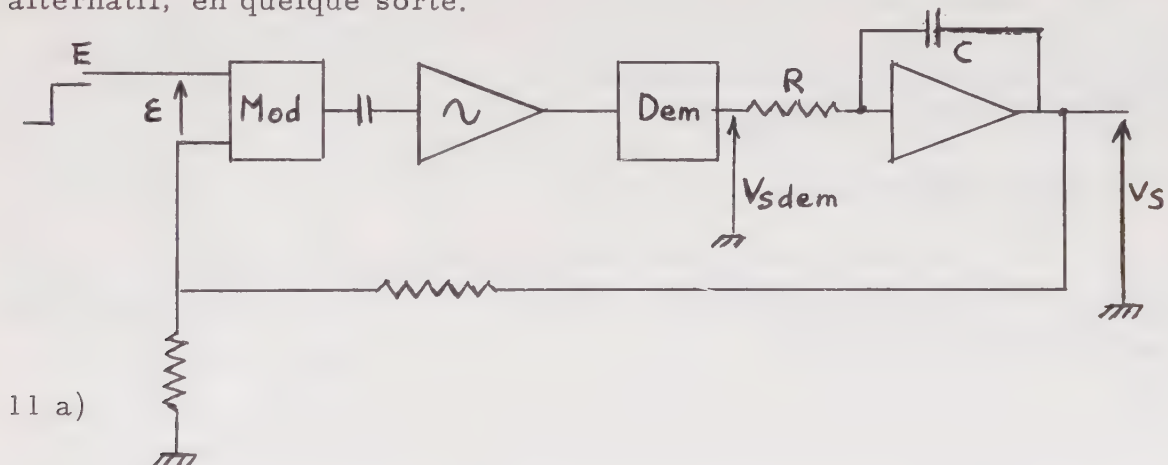
Rappelons que le gain global de la chaîne atteindra 10^8 au moins et préoccupons-nous de conférer un gain adapté à chaque étage.

Du fait de la contre-réaction, le signal d'erreur $\mathcal{E}$ issu du modulateur est toujours très faible en régime permanent. Il est maximum lorsque la sortie de l'ampli est à la limite de l'écrêtage : 10 volts, soit $\mathcal{E}_{\max} = 10 \times 10^{-8} = 0,1 \mu V$ crête à crête. A ce signal utile s'ajoute quadratiquement le signal capacitif parasite, dont une évaluation pessimiste conduit à la valeur de $1,5 \mu V$ crête à crête. Admettons que le démodulateur, dont nous verrons plus loin la constitution, est susceptible d'accepter sans détérioration des tensions de l'ordre de ± 10 volts : la chaîne alternative est susceptible d'être dotée d'un gain de l'ordre de 10^7 au maximum, pour que le démodulateur ne distorde pas les signaux. Plus le gain de cette chaîne est élevé, plus seront atténués les effets des dérives présentes dans la chaîne continue qui la suit, sur la dérive globale eu zéro de l'amplificateur.

Cependant, si en régime permanent on a tout intérêt à donner le maximum de gain à la chaîne alternative, il n'en va plus de même en régime transitoire. Lorsque l'on applique un échelon de tension à l'entrée de l'amplificateur (fig. 11), la sortie ne répond pas instantanément et l'écart ϵ relevé entraîne temporairement la saturation du démodulateur. De ce fait, la tension de sortie monte au rythme de la charge de la capacité de l'intégrateur :

$$\frac{\Delta V_s}{\Delta t} = V_{s \text{ max dém.}} \frac{1}{RC}$$

Cette constante de temps $\tau = RC$ est fixée par la valeur de l'ondulation résiduelle tolérée en sortie en régime permanent ; A modulation constante, τ est donc proportionnelle à la tension de sortie du démodulateur, c'est-à-dire encore au gain de la chaîne alternative. Il en découle dans ces conditions que la vitesse de montée de la tension de sortie en régime transitoire est inversement proportionnelle au gain alternatif, en quelque sorte.



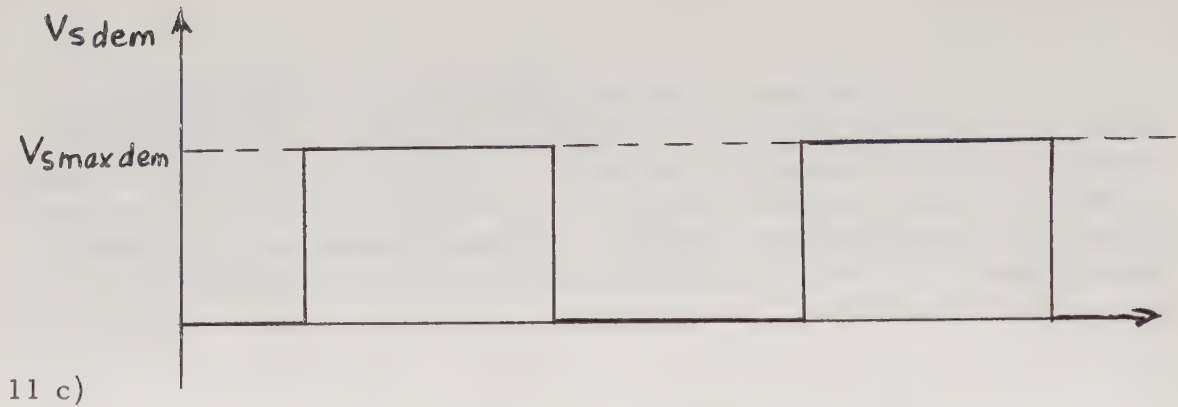


fig. 11 a : Comportement de la chaîne en régime transitoire, démodulateur mono alternance

11 b : signal de sortie du démodulateur en régime permanent, au maximum de gain alternatif tolérable

11 c : sortie du démodulateur pendant le régime transitoire

C'est pourquoi nous nous bornerons à un gain de l'ordre de 10^6 pour l'ensemble de la chaîne alternative.

b) Bruit et sélectivité

Le signal issu du chopper se présente comme un signal modulé en amplitude sans porteuse, auquel s'ajoute une porteuse d'origine capacitive déphasée de $\frac{\pi}{2}$; le spectre ΔF de fréquence des signaux utiles est transposé par le modulateur de part et d'autre de la porteuse, de sorte que, en retour, tout bruit introduit par l'amplificateur alternatif dans cette bande est transposé en très basse fréquence par la démodulation, en première approximation (fig. 12).

Un grand soin doit être apporté à la minimisation du bruit de l'amplificateur dans cette bande.

En second lieu, on devra également se préoccuper des déphasages présents dans la chaîne alternative : il faudra les réduire au minimum, ou tout au moins les astreindre à une grande stabilité, car un déphasage du signal par rapport

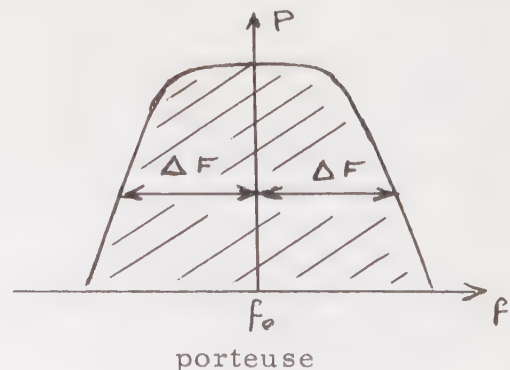


fig. 12

au signal de référence du démodulateur se traduit par une erreur de zéro de l'amplificateur, le zéro de sortie étant obtenu pour une tension d'entrée non nulle.

En troisième lieu, il est souhaitable de limiter la bande passante pour éviter les effets néfastes de signaux parasites, par exemple liés à la fréquence du secteur d'alimentation : si ces signaux sont théoriquement -et pratiquement- éliminés en eux-mêmes par la démodulation synchrone, ils peuvent provoquer néanmoins la saturation de la chaîne (gain 10^6), ou alors faire apparaître des composantes à la fréquence de leur battement avec la fréquence de découpage, par l'intermédiaire des non linéarités (intermodulation).

Enfin, l'impédance d'entrée du préamplificateur sera, rappelons-le, largement supérieure à $\frac{r_1}{2}$, donc de quelques dizaines de $k\Omega$.

c) Le préamplificateur

On pourra, comme pour tout quadripôle, simuler son bruit propre par deux générateurs e_n et i_n , plus ou moins corrélés, placés à l'entrée et suivis de l'amplificateur sans bruit (fig. 13).

Le bruit introduit par l'ampli est simulé par :

$$e'_n = \sqrt{(e_n + Rg i_n)^2}$$

Rg dans notre cas, est l'impédance de sortie du chopper, soit $\frac{r_1}{2}$, de l'ordre au plus du kiloohm.

Il est préférable d'utiliser un étage d'entrée à transistor bipolaire plutôt qu'à effet de champ, puisque e_n est prépondérant.

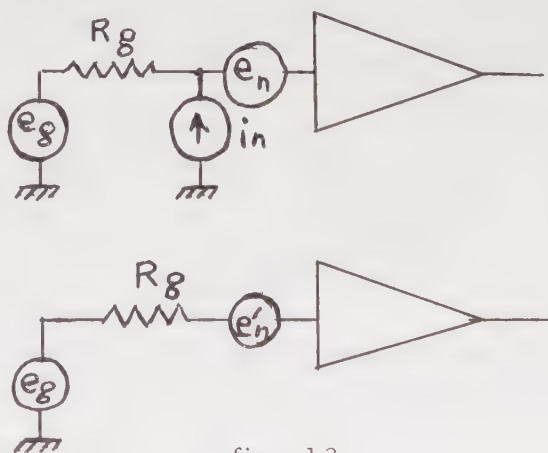


fig. 13

Avec un courant collecteur de $100 \mu A$, les transistors 2N 2484 ont un facteur de bruit nominal de 11 db à 100 Hz, légèrement inférieur pour 200 Hz, avec une résistance de source de 200Ω .

Leur tension équivalente de bruit ramenée à l'entrée est de l'ordre de nV efficaces par racine carrée de cycle par seconde. Remarquons qu'un excès de bruit peut être dû au bruit en créneaux, observé sur les 2N 2484 [14]. Nous nous contenterons néanmoins des performances de ces transistors dont l'impédance d'entrée, pour un courant collecteur de $100 \mu A$, est de l'ordre de $25 k\Omega$. La contre-réaction R_r accroît l'impédance d'entrée totale du montage au-delà de cette valeur, et offre en outre l'avantage de stabiliser le gain et d'améliorer la linéarité.

L'amplificateur réalisé, d'un gain de 5000, est muni d'une légère limitation de la bande passante, mais l'essentiel du filtrage s'effectue sur l'étage suivant (fig. 14).

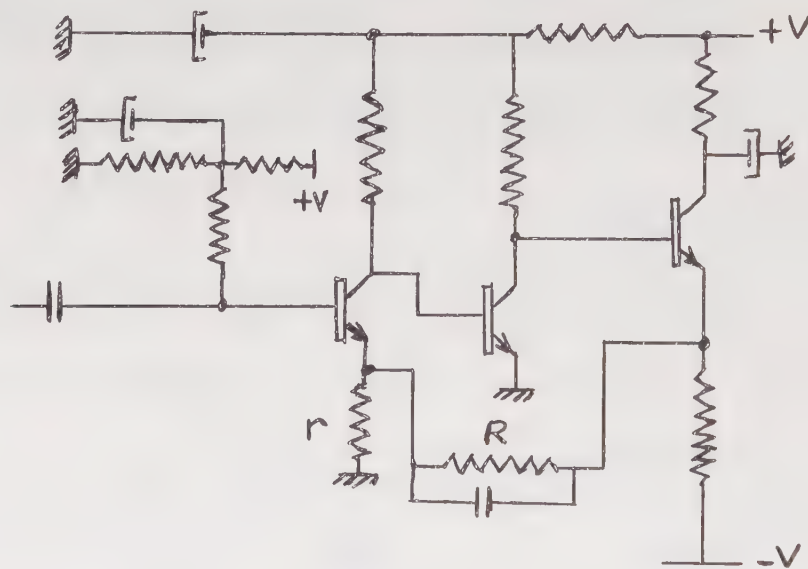


fig. 14

d) L'étage sélectif

Son rôle est d'éliminer les signaux indésirables situés hors de la bande utile, tout en procurant le complément de gain de la chaîne alternative.

La sélectivité que nous pouvons conférer à cet étage est cependant plus liée à des considérations de déphasage que de bande passante utile ; puisque, très généralement, la phase d'une fonction de transfert varie, en fonction de la fréquence, en relation avec son module. Le filtre étant câblé de manière définitive, si la fréquence de l'oscillateur pilote venait malencontreusement à varier, il s'ensuivrait une erreur de déphasage et donc du zéro de l'amplificateur, d'autant plus importante que la sélectivité est élevée.

Proposons nous de réaliser un filtre passe bande simple du second ordre, dont la fonction de transfert est :

$$G = G_0 \frac{\varepsilon \tau p}{1 + \varepsilon \tau p + \tau^2 p^2}$$

où p est l'opérateur de Laplace.

La pulsation d'accord est $\omega_0 = \frac{1}{\tau}$, le facteur de qualité Q vaut $\frac{1}{\varepsilon}$ si $\varepsilon \ll 1$, et le gain au centre de la bande est G_0 . Le déphasage associé est donné par $\operatorname{tg} \varphi = \frac{1 - \omega^2 \tau^2}{\varepsilon \omega \tau}$, et au voisinage de ω_0 ,

$$\operatorname{tg} \varphi \sim \varphi \sim -Q \frac{2 \Delta \omega}{\omega_0}$$

Avec un facteur de qualité de 10, on a une variation de déphasage de $11,8^\circ$ pour une dérive de fréquence de 1 % de l'oscillateur. On voit donc que l'introduction d'une sélectivité de 10 n'est envisageable que si la stabilité de fréquence du pilote est de l'ordre de 10^{-3} dans les conditions normales d'utilisation.

Nous supposons cette condition vérifiée (voir chap. II) et nous réaliserons une sélectivité de 10 autour de la fréquence de découpage.

Cette fréquence, dont nous n'avons pas parlé jusqu'à présent, doit concilier trois exigences :

- être suffisamment faible pour ne provoquer l'apparition que d'un faible signal capacitif sur le chopper
- être au contraire suffisamment élevée pour que le préamplificateur sorte de la zone où il possède un surcroît de bruit "1/f"
- être éloignée des fréquences parasites introduites par le secteur

Un compromis acceptable nous a paru se situer vers 210 Hz, ce choix n'ayant rien d'impératif, et l'étage sélectif, réalisé selon une méthode classique par un filtre actif RC, est centré autour de cette fréquence (fig. 15)

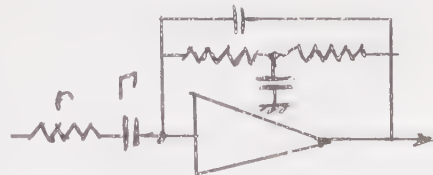


fig. 15

IV - LE DEMODULATEUR ET L'AMPLIFICATION CONTINUE

a) Le démodulateur

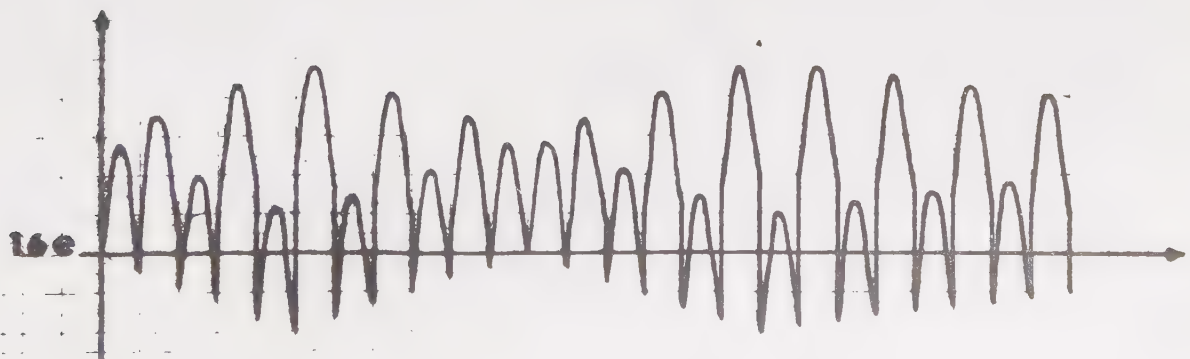
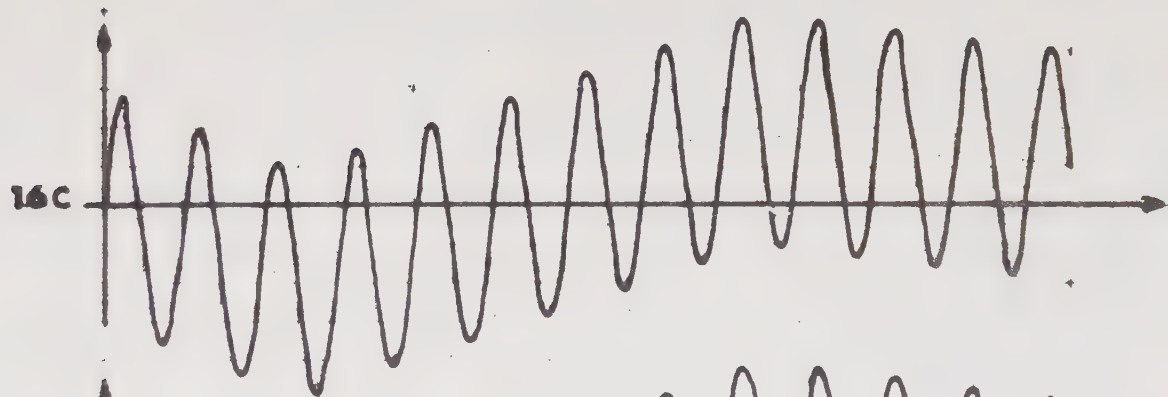
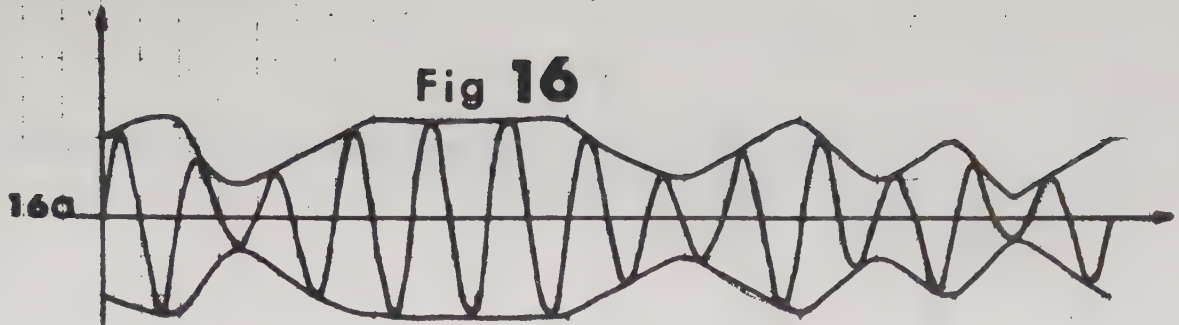
Malgré la présence de l'étage sélectif dans la chaîne alternative, il subsiste des bruits à l'entrée du démodulateur.

Une partie de ces bruits, qui correspond aux fréquences proches de la porteuse, est impossible à éliminer, puisqu'elle se traduit par une modulation effective de l'amplitude du signal. Par contre, les signaux indésirables qui s'ajoutent simplement au signal utile doivent être éliminés lors de la démodulation synchrone. Il est clair alors (fig. 16) qu'il faut utiliser une démodulation double alternance, puisque ces bruits qui se traduisent par des amplitudes alternées à une fréquence double de celle de la porteuse (16e), sont totalement éliminés par le filtrage passe-bas de l'étage continu.

Légende de la figure 16 (page suivante) :

- 16 a : bruit non éliminable à la démodulation
- 16 b : signaux de commande du démodulateur
- 16 c : bruit éliminable à la démodulation
- 16 d : Il subsiste avec un démodulateur monoalternance
- 16 e : Il disparaît par contre avec un démodulateur bialternance.

Fig 16



Nous avons réalisé un tel démodulateur bialternance en utilisant le montage représenté figure 17.

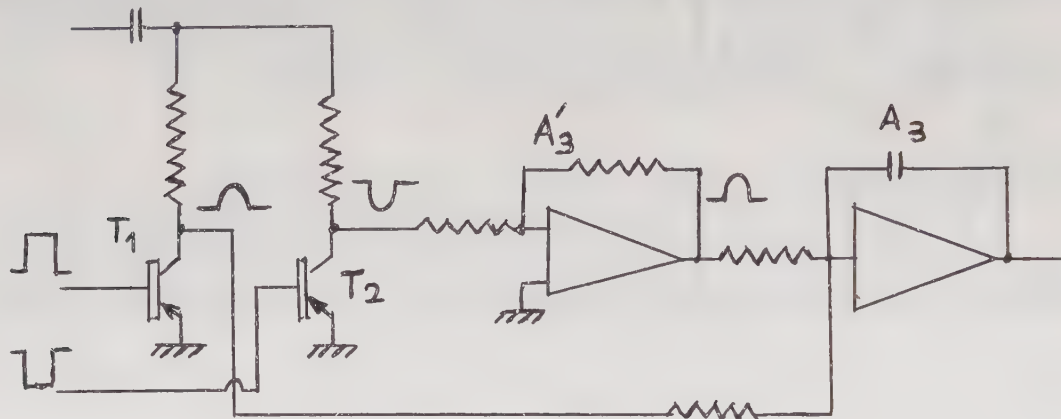


fig. 17

Le signal issu de la chaîne alternative est découpé par les transistors T_1 et T_2 , commandés en opposition de phase à la fréquence de modulation. Ces transistors sont du type pnp au silicium, et admettent une tension émetteur-base inverse de 15 volts, autorisant la démodulation de signaux de cette amplitude.

En effet, le plus fort signal acceptable est défini par le seuil de conduction de la jonction collecteur-base, en présence de tensions positives sur le collecteur du transistor pnp bloqué. Dans ce cas également, il faut veiller à fournir un courant base plus élevé que le courant collecteur du transistor, pour en assurer éventuellement la saturation puisqu'on a un fonctionnement en inverse.

Le signal issu du collecteur de T_2 est inversé par l'amplificateur A'_3 bouclé à un gain de -1 . A l'entrée de l'ampli intégrateur A_3 et du collecteur de T_1 sont additionnées, réalisant ainsi la démodulation désirée des deux alternances.

Les signaux de référence du démodulateur, aiguillés sur les bases de T_1 et T_2 sont élaborés à partir de l'oscillateur sinusoïdal par un montage de mise en forme de faible hystérésis (fig. 18).

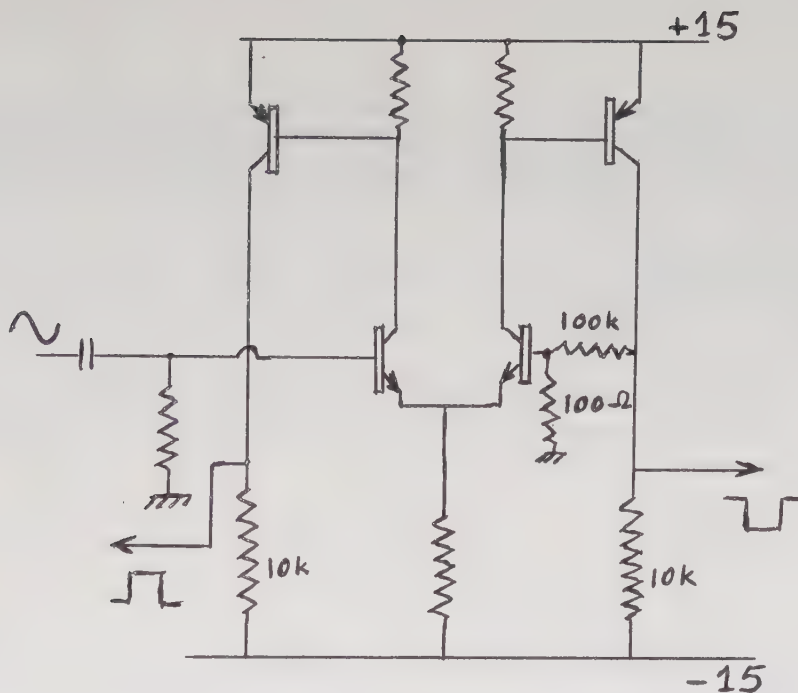


fig. 18

b) Amplification continue, bande passante et stabilité en boucle fermée

L'amplificateur continu est constitué d'un amplificateur opérationnel bouclé en intégrateur : on réalise ainsi simultanément la sommation des deux alternances démodulées, le filtrage passe-bas de la somme et l'introduction d'un gain supplémentaire important, permettant ainsi d'atteindre un gain en boucle ouverte de l'ensemble du montage largement supérieur aux 10^8 désirés.

La stabilité en boucle fermée de l'ensemble de l'amplificateur est assurée inconditionnellement, en première approximation, puisque la chaîne ne comporte que deux constantes de temps.

La première de ces deux constantes de temps provient de la sélectivité de la chaîne alternative. En cas de variation brutale de l'amplitude du signal d'entrée de cette chaîne, l'amplitude du signal de sortie se modifie lentement en raison du faible amortissement du filtre, et la constante de temps correspondante est : $\tau_1 = \frac{2Q}{\omega_0}$, où ω_0 est la pulsation de l'onde porteuse.

Avec un facteur de qualité Q de 10 et $f_0 = 210$ Hz,

$$\tau_1 = 16,4 \times 10^{-3} \text{ seconde}$$

La seconde constante de temps est celle de l'ampli continu intégrateur, dont la fonction de transfert est de la forme :

$$G = \frac{-G_c}{1 + G_c \tau_2 p} \quad \text{où} \quad \tau_2 = \frac{RC}{2} \quad (\text{fig. 17})$$

La fonction de transfert de la chaîne totale en boucle ouverte, en ne tenant compte que de ces deux constantes de temps, est de la forme :

$$G_o = \frac{GA}{1 + \tau_1 p} \cdot \frac{-G_c}{1 + G_c \tau_2 p}$$

GA est le gain de l'ensemble modulateur + chaîne alternative + démodulateur ($GA \neq 10^6$)

Lorsque l'ampli est bouclé à un gain nominal G_{Fn} , le gain en boucle fermée est :

$$G_F = \frac{G_{Fn}}{1 + \frac{G_{Fn}}{G_o}} = \frac{G_{Fn}}{1 + \frac{G_{Fn}}{GAG_c} + \left(\frac{G_{Fn}}{GAG_c} \tau_1 + \frac{G_{Fn}}{GA} \tau_2 \right) p + \frac{G_{Fn}}{GA} \tau_1 \tau_2 p^2}$$

GAG_c est toujours très grand devant G_{Fn} , de sorte que :

$$G_F = \frac{G_{Fn}}{1 + \frac{G_{Fn}}{GA} \tau_2 p + \frac{G_{Fn}}{GA} \tau_1 \tau_2 p^2} ; \text{ on a un filtre passe-}$$

bas du second ordre, de la forme : $G_F = \frac{G_{Fn}}{1 + \alpha \tau' p + \tau'^2 p^2}$ dont

l'amortissement α , valant $\sqrt{\frac{G_{Fn}}{GA} \frac{\tau_2}{\tau_1}}$, est d'une grande impor-

tance dans la réponse transitoire de l'amplificateur. Cette réponse sera la moins amortie lorsque α , et par conséquent G_{Fn} , est minimum.

Il faudra veiller à ce que, dans ce cas, α dépasse 0,5 environ, pour que la réponse transitoire ne comporte pas de termes oscillatoires excessifs. Ceci conduit à prendre $\tau_2 > 4$ secondes, pour un gain en boucle fermée G_{Fn} minimum de 1 000.

Ceci concerne la réponse transitoire pour de faibles signaux qui n'amènent à aucun moment le démodulateur à saturation.

Lorsque le démodulateur se sature, en régime transitoire provoqué par de fortes variations à l'entrée, la tension de sortie évolue linéairement, au rythme de la charge de la capacité de l'intégrateur. La

vitesse d'évolution, on l'a vu, est : $\frac{\Delta V_s}{\Delta t} = 2 \frac{V_{\text{max dém}}}{RC}$; comme

$\frac{RC}{2} = 4$ secondes, l'évolution est lente vis-à-vis de la vitesse de réponse pour de faibles signaux.

Afin d'accélérer la montée en présence de fortes variations de tension d'entrée, nous avons disposé deux diodes en tête-bêche dans le circuit d'entrée issu de A₃, précédées d'une légère intégration pour éviter que l'ondulation résiduelle en régime permanent normal ne les amène à conduire (fig. 19)

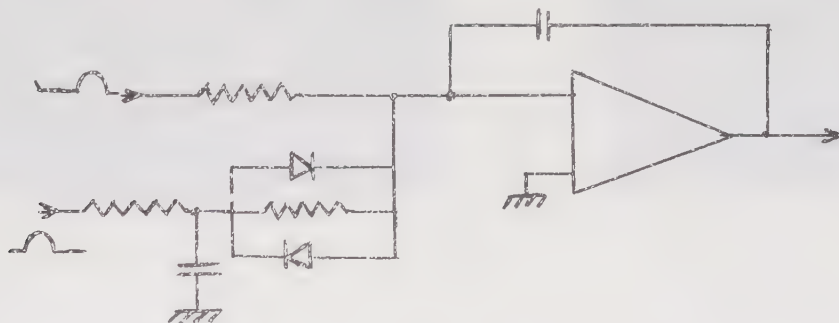


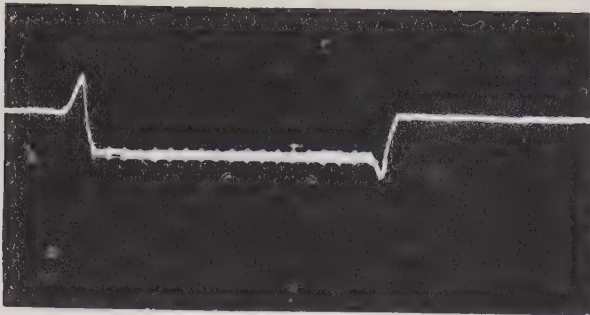
fig. 19

L'introduction de cette non linéarité compensatrice nous permet d'obtenir une réponse transitoire en forts signaux nettement plus satisfaisante.

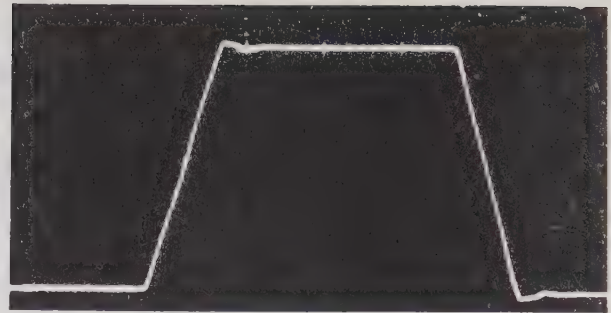
V - RESULTATS, PERFORMANCES ATTEINTES

a) Réponses transitoires

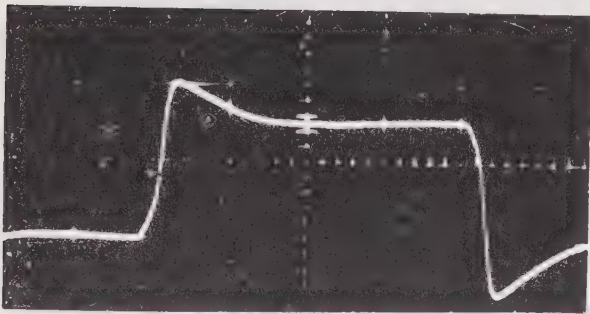
La figure 20 illustre les réponses transitoires obtenues en faibles et forts signaux, respectivement, pour des gains variant de 10^3 à 10^6



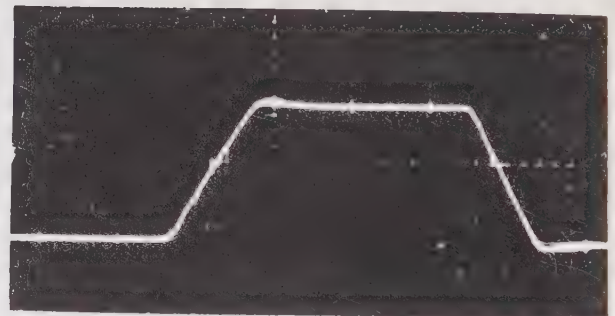
20 a
Gain 1000 - 50 mV/carreau
0,2 s/carreau



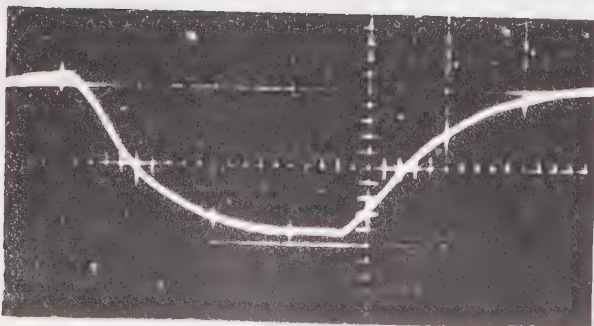
20 b
Gain 1000 - 2 V/carreau
0,2 s/carreau



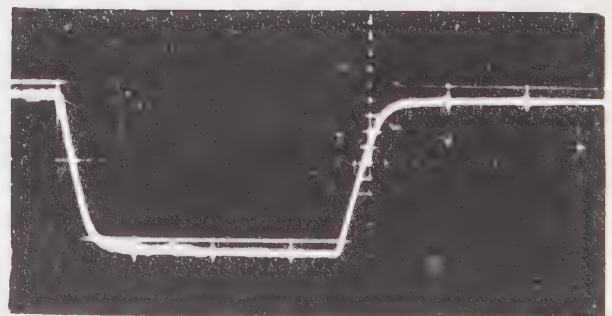
20 c
Gain 10 000 - 50 mV/carreau
0,2 s/carreau



20 d
Gain 10 000 - 2 V/carreau
0,2 s/carreau



20 e
Gain 100 000 - 50 mV/carreau
0,5 s, carreau



20 f
Gain 100 000 - 2 V/carreau
0,5 s/carreau

b) Bruit

L'observation de la sortie de l'ampli permet d'avancer les valeurs efficaces suivantes du bruit ramené à l'entrée,

nV

10 nV efficaces

G = 1 000

G = 100 000

G = 100 000

La figure 21 montre un enregistrement du bruit de sortie en gain de 10^6 .

c) Dérive de tension à l'entrée

La figure 22 montre un enregistrement du zéro de l'amplificateur, en gain de 10^5 pendant 6 heures.

Sur 24 heures, de nombreux essais prouvent que la dérive y excède très rarement 200 nanovolts et dans de bonnes conditions de stabilité des paramètres ambiants, elle peut rester inférieure à 50 nV pendant plusieurs heures.

L'appareil est donc particulièrement adapté à l'enregistrement des faibles tensions.

d) Impédance d'entrée et courant d'offset

L'impédance d'entrée, comme prévu, dépend du taux de contre-réaction, c'est-à-dire du gain en boucle fermée affiché. Elle reste constamment très élevée, puisque l'étage intégrateur de sortie, non bouclé en courant continu, confère à la chaîne un gain très largement supérieur à 10^8 . En raison de la difficulté de mesures précises, nous avons simplement vérifié que

$$Z_e > \begin{matrix} 10 \text{ M}\Omega & \text{pour } G_F = 10^3, \\ G_F = 10^5 & > 1 \text{ M}\Omega & \text{pour } G_F = 10^4, \\ & & & > 100 \text{ k} & \text{pour } \end{matrix}$$

I_o est de l'ordre de 400 pA ; il reste faible, quoique sujet à variation en fonction des paramètres ambiants.

VI - EXTENSION DES POSSIBILITES : UTILISATION EN MULTIVOIES

Le système de contre-réaction utilisé à l'entrée permet de commuter successivement plusieurs entrées distinctes (multiplexage), d'une manière purement électronique (fig. 23).

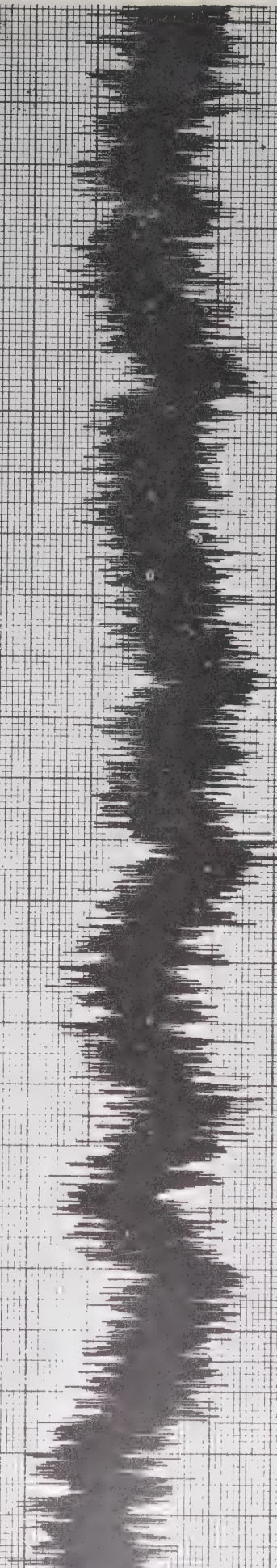
Il suffit de faire fonctionner tour à tour T_1 , puis $T_2, \dots$, puis T_n pour asservir la tension successivement à $e_1, \dots, e_n$, en réalisant la commutation à une vitesse suffisamment modérée, compatible avec la vitesse de réponse transitoire de l'amplificateur.

- 29 bis -

20 nanovolts
entrée
GAIN 10^5

0,6 mm/mn

Fig 22



- 20 -

30 mm/mn

10 nanovolts
entrée

Fig 21

Gain 10^6

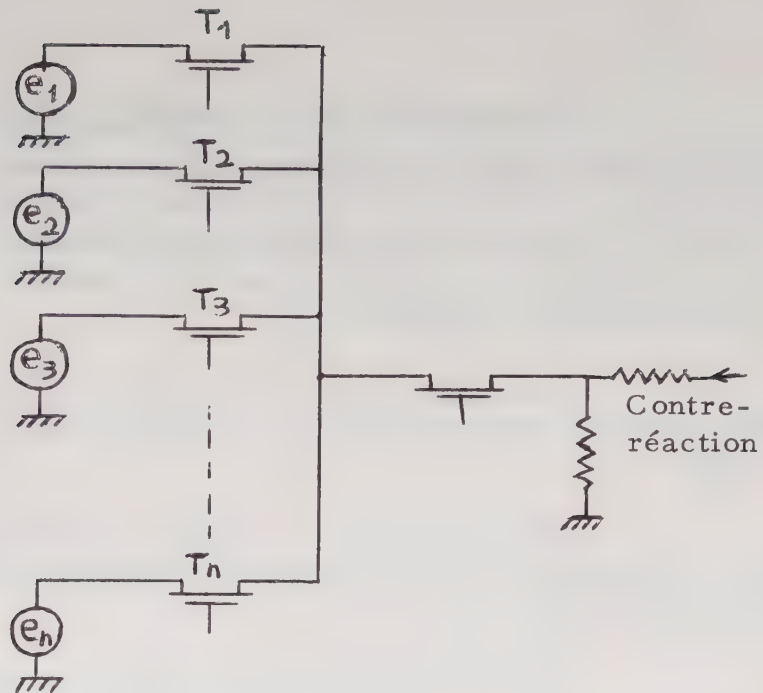


fig. 23

Le blocage des transistors MOS est très aisé : il suffit de leur imposer une tension négative suffisante sur l'électrode de commande. Afin d'éviter l'addition des signaux parasites capacitifs, il est bon que le dispositif de commutation supprime également la commande sinusoïdale des transistors invalidés.

Un montage très simple de commande des grilles est représenté fig. 24.

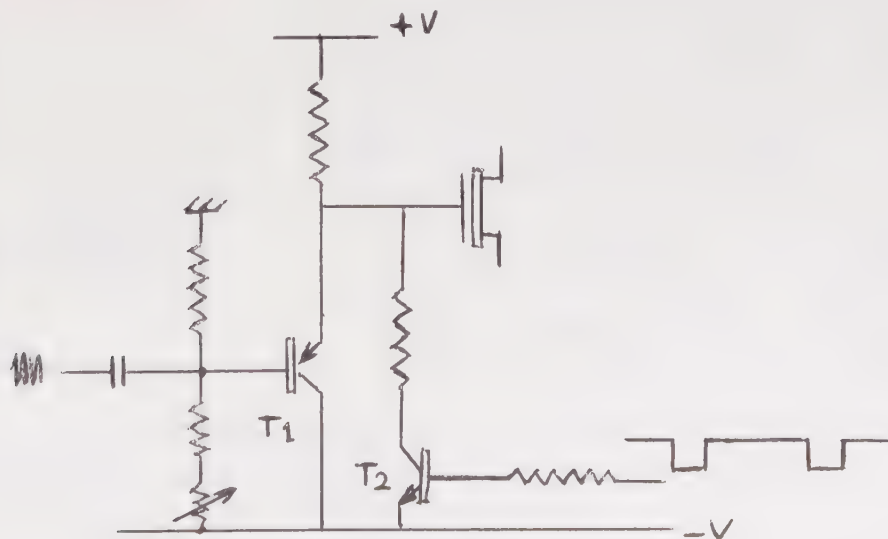


fig. 24

La saturation de T_2 bloque T_1 , et assure une polarisation suffisamment négative de la grille du transistor MOS.

La très forte résistance des MOS lorsqu'ils sont bloqués garantit une faible intermodulation entre les canaux, en cas de forte disproportion entre les signaux e_i .

Il est souhaitable de disposer les divers transistors sur un même support semi-conducteur : de tels circuits existent actuellement [15] [16].

On réduit ainsi au minimum les forces électromotrices parasites d'origine thermique, dues aux gradients de température au voisinage de l'entrée.

Le gain de l'ampli peut être sans inconvénient commuté par relais, simultanément avec la commutation d'entrée. Chaque position du compteur en anneau qui sélectionne une voie sélectionne en même temps un transistor de commande de relais, ce dernier transistor étant attaqué en porte, ou (fig. 25), pour que le même gain soit utilisable pour plusieurs entrées.

En conclusion, les performances atteintes, en particulier la faible dérive, permettent d'exploiter correctement les signaux délivrés par des thermocouples aussi bien lorsque l'on mesure de faibles différences de température, en utilisant les gains élevés, qu'en mesure de température en utilisant des gains plus faibles. Dans cette dernière application, la soudure froide du thermocouple est maintenue à une température de référence constante [17] dont la stabilité doit être compatible avec les faibles dérives de tension de l'amplificateur.

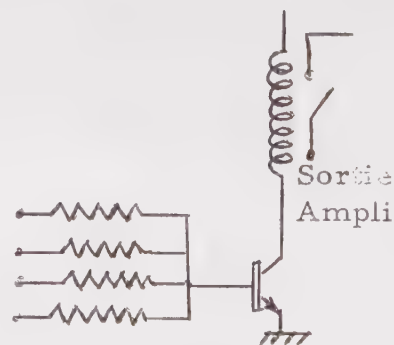


fig. 25

La construction entièrement électronique de l'amplificateur en permet l'utilisation en multivoies sans commutation mécanique sur les fils d'arrivée des signaux d'entrée.

En monovoie, par contre, le choix d'un comparateur d'entrée galvanométrique, suivi d'un dispositif photoélectrique d'exploitation de la position du spot, permettrait d'atteindre des performances supérieures à celles que nous avons obtenues en bruit et dérives [18] .

CHAPITRE II

OSCILLATEURS QUASI SINUSOIDAUX

Pour réaliser l'amplificateur à bas niveau,
, il nous faut des oscillateurs sinusoïdaux de
fréquence stable (afin d'éviter les erreurs dues au déphasage dans
l'étage sélectif d'amplification - chapitre I), et d'amplitude également
stable.

On pourra s'étonner de la place consacrée ici à la
résolution de ce problème apparemment anodin ; nous allons montrer
que la mise au point de montages simples et fiables fait appel à des
études qui ne relèvent pas de la théorie linéaire et élémentaire des
oscillateurs.

I - RAPPELS.

L'association d'un amplificateur et d'un réseau déphaseur
de rétroaction peut être considérée comme un quadripôle électrique
linéaire unique ; c'est un oscillateur "sinusoïdal" si son déterminant
est nul. L'annulation du déterminant conduit, en séparant parties
réelle et imaginaire, à deux égalités que l'on met usuellement sous la
forme d'une condition sur le gain de l'amplificateur (dite condition
d'oscillation), et d'une équation qui donne la fréquence des oscillations.

Lorsque la condition d'oscillation est exactement satisfaite, l'analyse linéaire ne fournit aucune information sur l'amplitude des signaux délivrés qui dépend en réalité, dans ce cas, des non-linéarités infinitésimales de l'amplificateur.

En pratique, pour se dégager des dispersions sur les valeurs des composants, on s'arrange pour satisfaire la condition d'oscillation avec excès : les zéros du déterminant du quadripôle sont alors situés légèrement dans la partie droite du plan complexe, au lieu de se trouver juste sur l'axe imaginaire. Le montage est, dans ces conditions, le siège d'oscillations dont l'amplitude croît exponentiellement avec le temps, jusqu'à être limitée par les non-linéarités les plus accusées présentées par l'amplificateur (fig. 1).

En régime permanent, l'oscillateur délivre des signaux dont la forme n'est pas sinusoïdale, et dont la fréquence peut s'écarter notablement, en présence d'hystérésis, de la fréquence calculée par analyse linéaire du système. De surcroît, amplitude et fréquence peuvent dépendre étroitement des conditions d'alimentation et de charge de l'oscillateur.

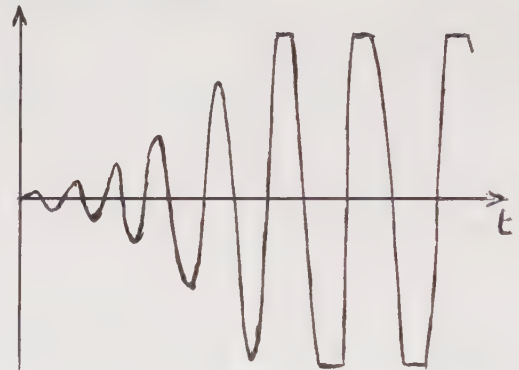


fig. 1

On peut analyser ces phénomènes aisément dans le cas de non-linéarités simples telles que des saturations [19] [20] et éventuellement les utiliser : si le réseau déphaseur présente une sélectivité suffisante en fonction de la fréquence, il restitue à sa sortie un signal de forme proche de la sinusoïde, même si son entrée reçoit des signaux rectangulaires [21] .

Nous verrons que ce procédé de stabilisation de l'amplitude par saturation et filtrage, étudié en détail plus loin, permet de parvenir à un résultat satisfaisant.

Cependant, on devra évidemment s'accommoder d'une distorsion résiduelle non négligeable.

Des performances supérieures à cet égard seront obtenues par des montages d'asservissement de l'amplitude de sortie, qui seront également examinés.

II - STABILISATION D'AMPLITUDE PAR SATURATION ET FILTRAGE

Le schéma de principe est représenté figure 2 et est analogue au schéma de principe de l'oscillateur de Robinson analysé par A. BLAQUIERE [22].

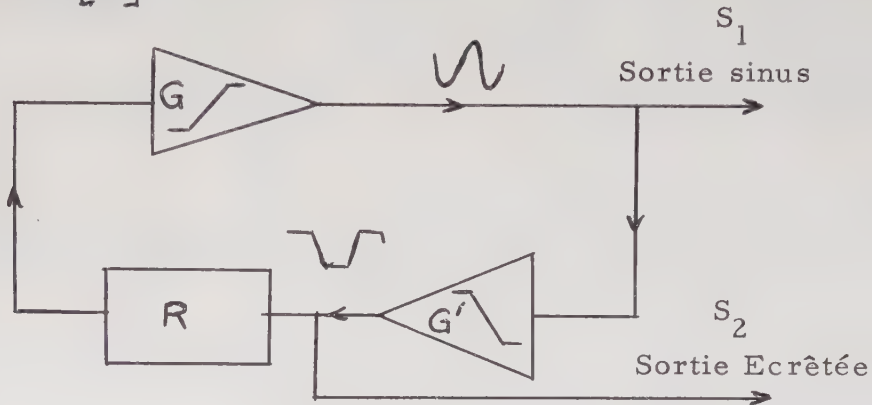


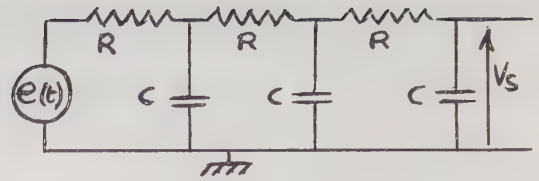
fig. 2 : Oscillateur à amplitude stabilisée par saturation et filtrage.

L'amplificateur G , de gain bien contrôlé par contre-réaction, et tel qu'il fonctionne toujours dans sa zone linéaire, est suivi d'un étage écrêteur G' . La sortie de G' attaque le réseau déphaseur, passe-bas ou passe-bande, dont le rôle est triple : assurer un déphasage nul (ou de π) à la fréquence d'oscillation désirée ; atténuer les harmoniques présents dans la tension de sortie écrêtée de G' de manière à restituer une sortie proche d'une sinusoïde ; avoir une atténuation parfaitement définie de la fréquence fondamentale d'oscillations. G a pour rôle de compenser cette atténuation pour produire une tension de sortie d'amplitude suffisante, sous basse impédance.

1) ... Exemple de réalisation avec réseau déphaseur passe-bas à trois cellules.

Comme nous avons besoin, dans notre application, d'une sortie carrée en phase avec les sinusoïdes, nous la produirons directement dans le bloc oscillateur de la figure 2, en donnant à G' une caractéristique de "tout-ou-rien" et nous admettrons que la sortie de G' est constituée de signaux carrés symétriques à la fois en amplitude et durée (fig. 3)

Les oscillations se produisent lorsque $v_s(t)$ est déphasée de π par rapport à la composante fondamentale de $e(t)$, avec la pulsation : $\omega_o = \frac{\sqrt{6}}{RC}$; l'atténuation $A(\omega_o)$ du réseau à cette fréquence est de 29.



$e(t)$ ne contenant que des harmoniques impairs, la distorsion de $v_s(t)$ est essentiellement provoquée par l'harmonique 3 de $e(t)$, d'amplitude trois fois plus faible au départ que le fondamental.

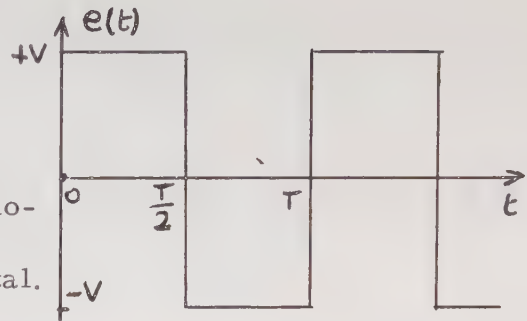


fig. 3

L'atténuation complexe $A(\omega)$ du réseau est :

$A(\omega) = 1 - 5 R^2 C^2 \omega^2 + j R C \omega (6 - R^2 C^2 \omega^2)$, de sorte que :

$$\frac{A(3\omega_o)}{A(\omega_o)} = 15,3 ; \text{ par conséquent } \frac{v_s(3\omega_o)}{v_s(\omega_o)} = \frac{1}{46}$$

De la même manière $\frac{v_s(5\omega_o)}{v_s(\omega_o)} = \frac{1}{330}$ etc...

En tenant compte de ces deux harmoniques, prépondérants, le taux de distorsion à la sortie du réseau déphaseur, ou encore à la sortie S_1 en admettant que G ne distord pas, est théoriquement de 2,17 %.

La distorsion serait moindre si $e(t)$ contenait moins d'harmoniques (fig. 4), mais nous renoncerions alors à produire des signaux carrés directement dans l'oscillateur.

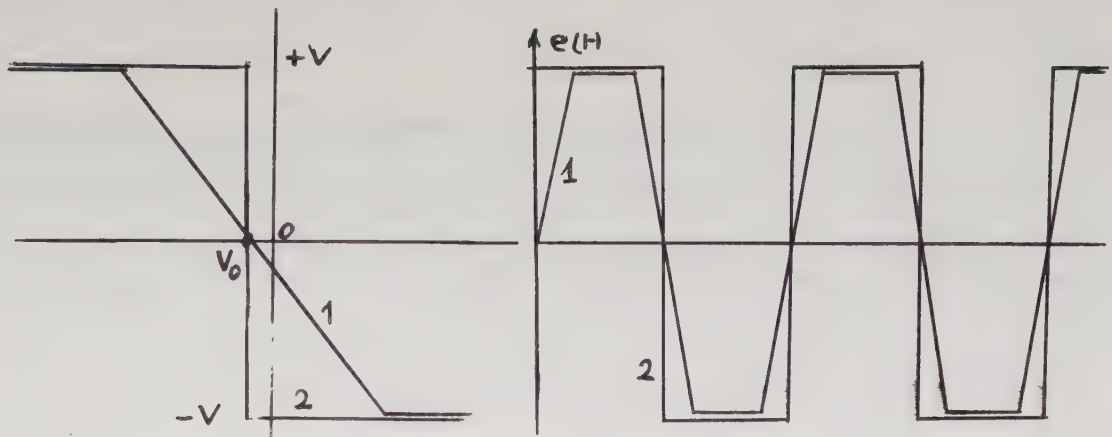


fig. 4 : Caractéristique de G' donnant un simple écrêtage (1), ou tout-ou-rien (2).

Il est à remarquer que, dans tous les cas, la distorsion est accrue si $e(t)$ vient à contenir des harmoniques pairs, notamment de l'harmonique 2, par dissymétrie des durées des deux états ; comme toute la chaîne est montée en liaisons directes, sans couplage par capacité, ce phénomène se produit si la tension moyenne de sortie de l'amplificateur G' (fig. 2) est différente de sa tension de seuil V_0 (fig. 4) : l'influence de l'harmonique 2 sera étudiée en agissant sur la tension d'alimentation $+V$, ainsi que sur V_0 aisément accessible dans notre réalisation (fig. 5).

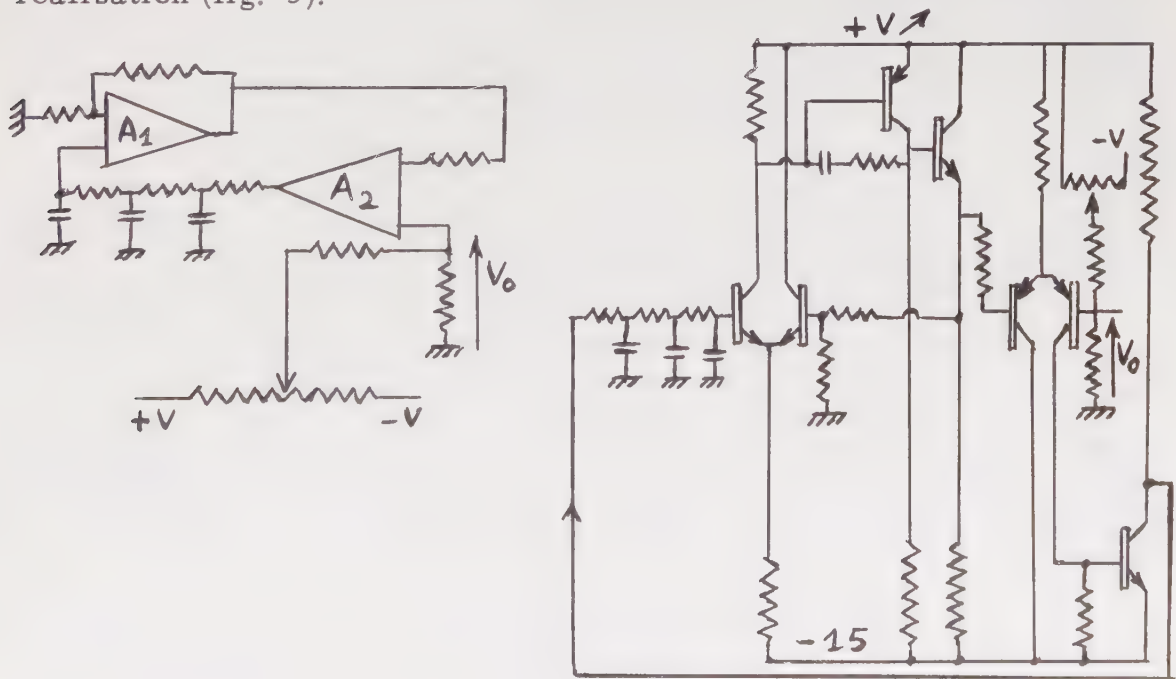


fig. 5 : Diagramme fonctionnel et circuiterie de l'oscillateur

L'amplificateur A_1 est monté en non-inverseur, et fortement contre-réaction (gain 10). L'amplificateur A_2 n'est pas bouclé et constitue ainsi un montage tout-ou-rien presque idéal puisque le basculement de sa tension de sortie est obtenu sans hystérésis, avec une variation de tension de quelques millivolts autour de V_0 à son entrée.

2)... Résultats obtenus avec le montage de la figure 5

a) Dans les conditions nominales d'emploi : symétrie des alimentations, $V_0 = 0$

Les deux tensions d'alimentation, qui définissent les niveaux de sortie de A_2 , sont symétriques par rapport à la masse, et $V_0 = 0$.

La fréquence des oscillations serait théoriquement de 212 c/s et, expérimentalement on obtient 220 c/s, résultat tout à fait compatible avec les tolérances sur les composants du réseau déphaseur. L'amplitude à la sortie sinusoïdale est de 4,9 volts efficaces au lieu des 4,7 volts calculés : là encore, il y a accord ; la tension de sortie peut d'ailleurs être réglée en agissant sur les résistances de contre-réaction de l'ampli bouclé A_1 .

Le taux de distorsion mesuré à la sortie sinusoïdale est de 2,17 % en accord avec les calculs théoriques.

La tension de sortie de A_2 a la forme de créneaux symétriques en tension et en durées, comme prévu, et ces créneaux sont bien en opposition de phase avec la sortie sinusoïdale.

b) Symétrie des tensions d'alimentation, V_0 différent de zéro

On peut remarquer que le schéma de principe de la figure 5 est, en courant continu, celui d'une alimentation stabilisée dont la référence est V_0 . La présence des oscillations impose cependant à cette "alimentation" un fonctionnement un peu particulier.

Supposons que V_0 soit positif : la chaîne, en continu, agit en sorte que les sinusoïdes à la sortie de A_1 se superposent à un niveau moyen V_m proche de V_0 ; ce niveau moyen provient d'une dissymétrie des créneaux à la sortie de A_2 : il existe donc un écart permanent

en continu, le niveau moyen de sortie de A_1 ne pouvant être égal à V_o en présence de cette dissymétrie (fig. 6)

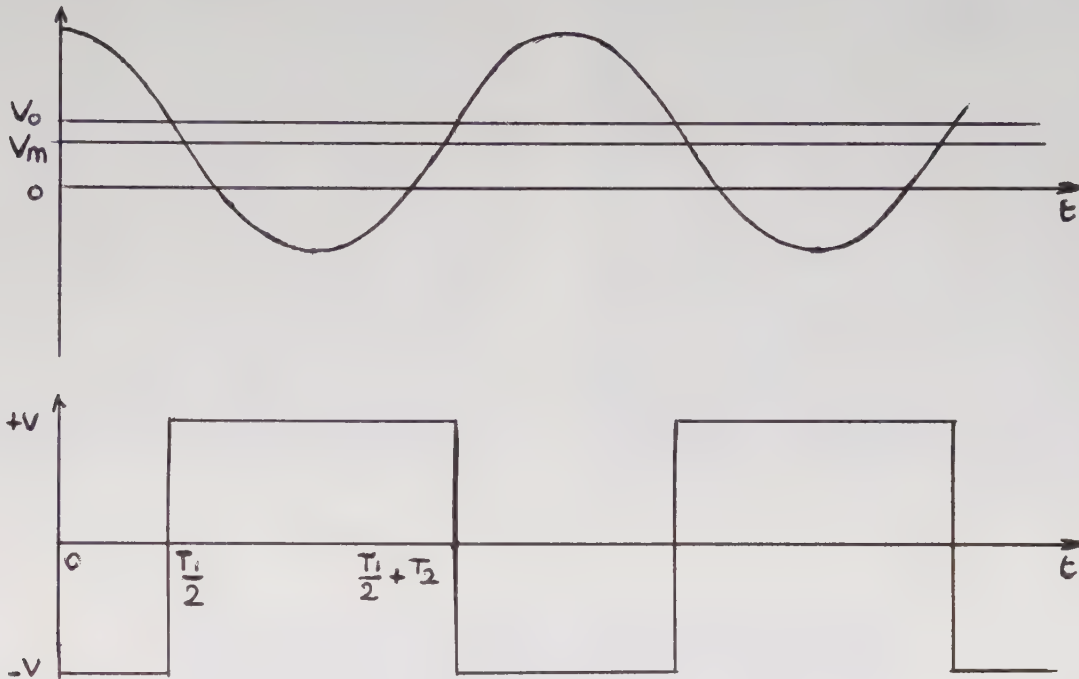


fig. 6 : sorties de A_1 et A_2 lorsque V_o est différent de zéro

On peut analyser aisément l'influence de la dissymétrie sur l'amplitude et la distorsion du signal de sortie.

La tension moyenne V_m est la tension $V (T_2 - T_1)$ amplifiée par A_1 , soit

$$V_m = G_1 V \left(\frac{T_2 - T_1}{T_1 + T_2} \right) = \frac{G_1 V (T_2 - T_1)}{T}$$

A la sortie de A_1 , se superpose à cette tension continue, une quasi sinusoïde que nous représentons seulement par sa composante fondamentale :

$$v = \frac{G_1}{29} \frac{4}{\pi} V \sin \pi \frac{T_1}{T} \cos 2 \pi \frac{t}{T}$$

T_1 est défini par $V_m + v \left(\frac{T_1}{2} \right) = V_o$ soit :

$$\frac{G_1 V (T_2 - T_1)}{T} + \frac{G_1}{29} \frac{2}{\pi} V \sin 2 \pi \frac{T_1}{T} = V_o$$

Supposons T_1 proche de $\frac{T}{2}$: $T_1 = \frac{T}{2} - \delta t$

$$T_2 = \frac{T}{2} + \delta t$$

La relation précédente devient :

$$G_1 V \cdot \frac{2 \delta t}{T} + \frac{G_1}{29} \cdot \frac{2 V}{\pi} \sin 2 \pi \frac{\delta t}{T} = V_o, \text{ ou encore, puisque } \frac{\delta t}{T} \ll 1 :$$

$$\frac{\delta t}{T} = \frac{29}{31} \frac{V_o}{2 G_1 V} \quad (1)$$

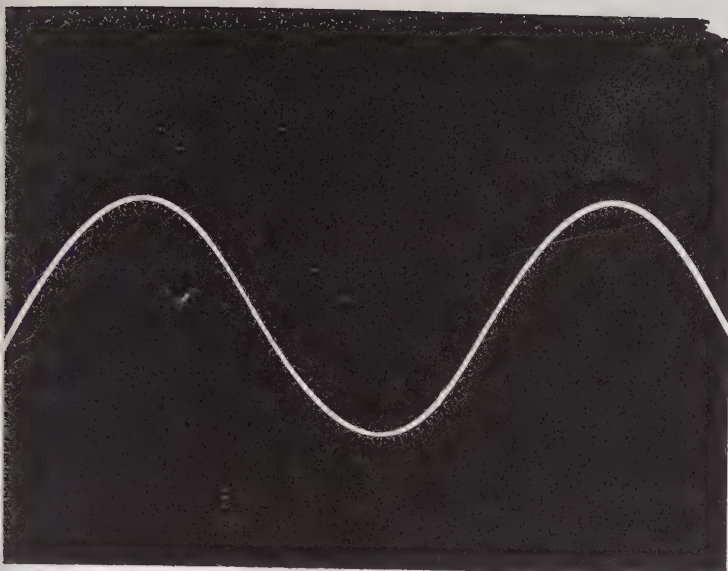
$$\text{et la tension moyenne à la sortie de } A_1 \text{ est : } V_m = \frac{29}{31} V_o \quad \text{légèrement} \quad (2)$$

inférieure à V_o comme prévu.

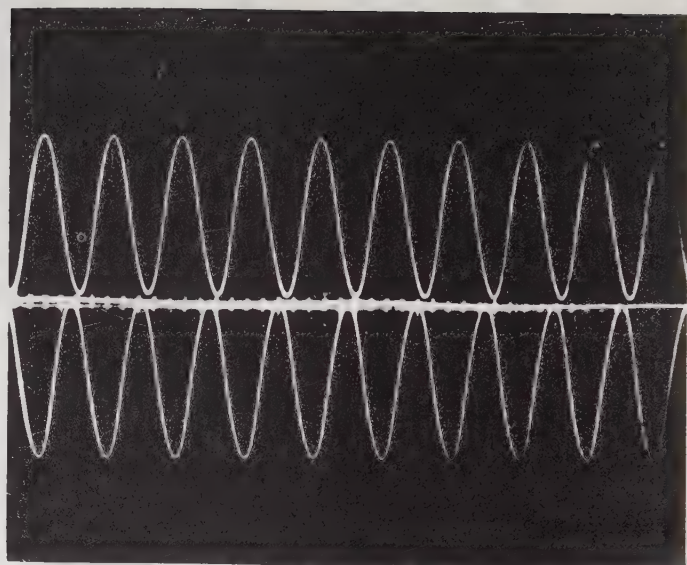
L'expression (1) montre que, même pour des variations importantes de V_o , la dissymétrie des durées des deux états à la sortie de A_2 est minime : avec $G_1 = 10$, dans notre réalisation, pour une variation de V_o allant de - 6 volts à + 6 volts, $\frac{\delta t}{T}$ varie de $\pm 2 \%$. C'est bien ce que l'on observe expérimentalement.

L'amplitude du fondamental, nominale $\frac{G_1}{29} \cdot \frac{4 V}{\pi}$, devient, en présence de δt , $\frac{G_1}{29} \cdot \frac{4 V}{\pi} \cos \pi \frac{\delta t}{T}$; ce résultat montre que l'amplitude de sortie n'est pratiquement pas affectée par l'apparition de δt due à V_o . La distorsion supplémentaire due aux harmoniques pairs, et principalement l'harmonique 2, est elle aussi négligeable, pour la même raison. Ces deux conclusions se vérifient expérimentalement.

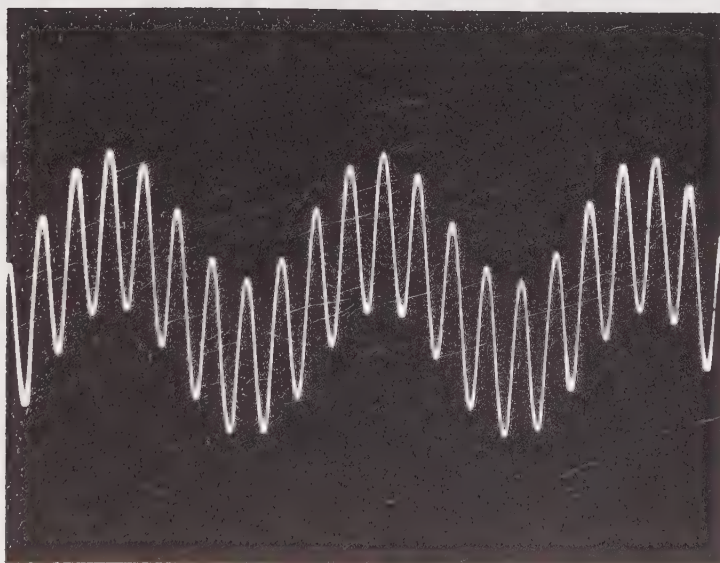
En résumé de cette étude de l'influence du seuil V_o de A_2 , on peut affirmer que V_o n'affecte que très peu l'amplitude et la distorsion du signal de sortie : graphiquement, la figure 7 c, obtenue en injectant un signal de basse fréquence par rapport à la fréquence d'oscillation en V_o , permet de le vérifier.



7 a



7 b



7 c

fig. 7 : signaux de sortie de l'oscillateur

7a.. détail d'une période

7b.. sortie pour $V_o = +5$ et $V_o = -5$

7c.. V_o variable lentement

Si V_0 intervient peu sur les performances de notre oscillateur, par contre les tensions d'alimentation sont d'une très grande influence.

c) Dissymétrie des tensions d'alimentation, $V_0 = 0$

Dans cette étude, la tension d'alimentation négative est maintenue constante à - 15 volts, la tension d'alimentation positive V_1 par contre est variable autour de + 15 (fig. 5).

Intéressons-nous d'abord aux prévisions théoriques, toujours avec l'approximation du premier harmonique. La structure "d'alimentation stabilisée" en continu va imposer là encore une dissymétrie de durée des deux états à la sortie de A_2 . La tension moyenne résultante à la sortie de A_1 est :

$$V'_m = G_1 \frac{V_1 T_2 - V T_1}{T} \text{ et il s'y superpose le fondamental :}$$

$$v_f = \frac{G_1}{29} \frac{2}{\pi} (V_1 + V) \sin \pi \frac{T_1}{T} \cos 2 \pi \frac{t}{T} \quad (3)$$

d'une manière tout à fait analogue à celle de la figure 6.

$\frac{T_1}{2}$ est, là encore, défini par : $V'_m + v_f \left(\frac{T_1}{2} \right) = V_0 = 0$, soit :

$$G_1 \frac{V_1 T_2 - V T_1}{T} + \frac{G_1}{29} (V_1 + V) \sin 2 \pi \frac{T_1}{T} = 0$$

$$\sin 2 \pi \frac{T_1}{T} = \frac{V T_1 - V_1 T_2}{T} \frac{29 \pi}{V_1 + V}$$

$$= 29 \pi \left[\frac{T_1}{T} - \frac{V_1}{V_1 + V} \right]$$

Posons $T_1 = \frac{T}{2} + \delta t$, avec $\frac{\delta t}{T} \ll 1$ pour des variations faibles de

V_1 . On a alors :

$$- \sin 2 \pi \frac{\delta t}{T} = 29 \pi \left[\frac{\delta t}{T} + \frac{V - V_1}{2 (V + V_1)} \right]$$

De manière approchée :

$$31 \pi \frac{\delta t}{T} = \frac{29 \pi}{2} \frac{V_1 - V}{V_1 + V} \quad \text{soit} \quad \frac{\delta t}{T} = \frac{29}{62} \frac{V_1 - V}{V_1 + V} \quad (4)$$

Si on compare cette expression avec (1), on s'aperçoit que l'effet modérateur de G_1 , dans (1) n'apparaît plus dans (4), de sorte que les variations de V_1 ont des effets beaucoup plus importants que celles de V_0 : les performances du montage sont très sensibles à un déséquilibre éventuel entre les tensions d'alimentation qui servent ici directement à définir les niveaux de sortie de l'étage tout-ou-rien.

Notre analyse, limitée à l'approximation du premier harmonique, permet d'évaluer la dégradation des performances.

La dissymétrie entre T_1 et T_2 introduit de l'harmonique 2 dans le signal de sortie de A_2 avec une amplitude crête

$$\begin{aligned} U(2 \omega_0) &= \frac{V_1 + V}{\pi} \sin 2 \pi \frac{T_1}{T} \\ &= - \frac{V_1 + V}{\pi} \sin 2 \pi \frac{\delta t}{T} \end{aligned}$$

L'atténuation du réseau déphaseur est de 148 à la pulsation $2 \omega_0$: en S_1 , la composante de pulsation $2 \omega_0$ du signal de sortie est donnée par :

$$V_s(2 \omega_0) = G_1 \frac{V_1 + V}{148 \pi} \sin 2 \pi \frac{\delta t}{T}$$

alors que l'amplitude du fondamental est :

$$\left| V_s(\omega_0) \right| = \frac{G_1}{29} \cdot \frac{2}{\pi} (V_1 + V) \sin \pi \frac{T_1}{T}$$

soit

$$\left| V_s(\omega_0) \right| = \frac{G_1}{29} \cdot \frac{2}{\pi} (V_1 + V) \cos \pi \frac{\delta t}{T}$$

A la sortie S_1 , le taux d'harmonique 2, d_2 est donc

$$d_2 = \frac{V_s (2 \omega_o)}{V_s (\omega_o)} = \frac{29}{148} \sin \pi \frac{\delta t}{T}$$

ou

$$d_2 \neq 0,288 \left| \frac{V_1 - V}{V_1 + V} \right| \quad (5)$$

Calculons le nouveau taux de distorsion global : nous supposons que les taux d'harmoniques impairs restent inchangés et que les harmoniques pairs supérieurs à 2, ont des effets négligeables ; dans ces hypothèses :

$$d = \sqrt{(2,17)^2 \times 10^{-4} + (0,288)^2 \left(\frac{V_1 - V}{V_1 + V} \right)^2}$$

Posons $\epsilon = \frac{V_1 - V}{V_1 + V}$; d prend la forme ... $d = 2,17 \times 10^{-2} \sqrt{1 + 175 \epsilon^2}$ (6)

La figure 8 représente le taux de distorsion mesuré à la sortie de A_1 , en fonction de V_1 , ainsi que la courbe théorique fournie par l'expression (6). V_1 varie de 10 à 20 volts, alors que $-V$ est constant (- 15 volts). Les résultats, compte tenu des approximations, en particulier de l'approximation du premier harmonique pour calculer $\frac{\delta t}{T}$, sont en bon accord avec les prévisions.

-47-

$d\%$

3

2

• Expérím.

x Théorique

Fig 8

1

V

11

12

5

13

14

15

16

17

15

18

19

20

- 48 -

$\frac{V_s}{V_{s \text{ nominal}}}$

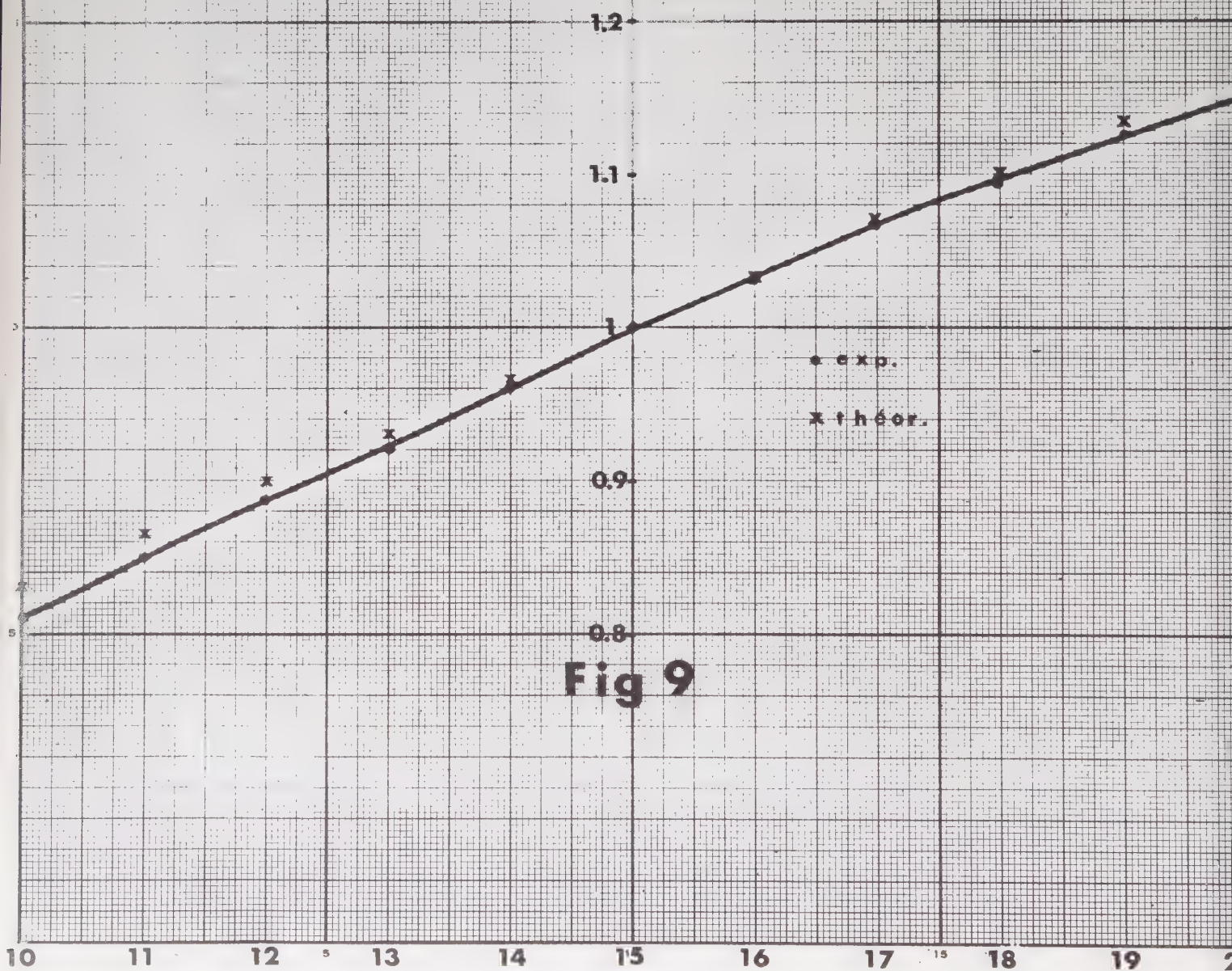


Fig 9

La figure 9 représente la variation de l'amplitude de sortie en fonction de V_1 . La courbe théorique est obtenue à partir de l'expression (3) :

$$v_f = \frac{G_1}{29} (V_1 + V) \sin \pi \frac{T_1}{T}$$

$$\neq \frac{G_1}{29} (V_1 + V)$$

On obtient là encore une bonne concordance entre les mesures et les évaluations théoriques.

Quant à la variation de fréquence en fonction de V_1 , elle est minime, le réseau déphaseur inchangé définissant toujours la fréquence fondamentale des oscillations.

d) Conclusions sur ce montage

Le montage de la figure 5 assure une bonne stabilité de fréquence ; la stabilité d'amplitude dépend essentiellement de la stabilité des niveaux extrêmes $+V_1$ et $-V$ de l'étage tout-ou-rien A_2 ; elle est satisfaisante dans des conditions de stabilité des tensions d'alimentation très faciles à réaliser. Simultanément au signal sinusoïdal recherché, le montage fournit une sortie carrée S_2 en opposition de phase avec S_1 , et cette caractéristique nous intéresse pour la commande du démodulateur décrit au chapitre 1er.

Il subsiste cependant un taux de distorsion de 2,17 % du signal de sortie lorsque A_2 fonctionne en tout-ou-rien.

Ce taux de distorsion résiduel, dans les conditions de symétrie des tensions d'alimentation, dépend de la caractéristique d'atténuation du réseau déphaseur et, principalement, du rapport des atté-

nuations $\frac{A(3\omega_o)}{A(\omega_o)}$ pour la pulsation fondamentale ω_o des oscilla-

tions, définie par le déphasage de π , et son harmonique 3 ; ce rapport doit être élevé pour prétendre à une faible distorsion résiduelle. Dans cette perspective, nous avons envisagé des réseaux passifs passe-bas plus performants que le réseau élémentaire à trois cellules de l'étude précédente.

L'étude théorique et expérimentale d'une structure à quatre cellules n'a mis en lumière aucune amélioration de la distorsion. A la limite on peut utiliser un réseau distribué (fig. 10) de résistance totale R_T et de capacité totale C_T .

La matrice (Z) de ce quadripôle est :

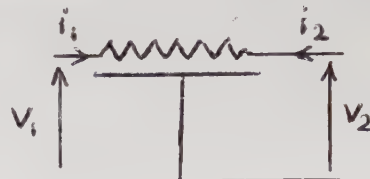


fig. 10

$$\begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \end{bmatrix} = \frac{R_T}{\sqrt{s R_T C_T}} \begin{bmatrix} \text{Coth} \sqrt{s R_T C_T} & \frac{1}{\text{sh} \sqrt{s R_T C_T}} \\ \frac{1}{\text{sh} \sqrt{s R_T C_T}} & \text{Coth} \sqrt{s R_T C_T} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \end{bmatrix}$$

où s est l'opérateur de Laplace.

En circuit ouvert à la sortie, $i_2 = 0$,

et $\frac{v_2}{v_1} = \frac{1}{\text{ch} \sqrt{\frac{s R_T C_T}{1}}}$; en régime sinusoïdal, remplaçons l'opérateur s de Laplace par l'opérateur $j\omega$ de Heaviside :

$$\begin{aligned} \frac{v_2}{v_1} &= \frac{1}{\text{ch} \left[\sqrt{\frac{R_T C_T \omega}{2}} (j + 1) \right]} \\ &= \frac{1}{\text{ch} \sqrt{\frac{R_T C_T \omega}{2}} \cdot \text{Cos} \sqrt{\frac{R_T C_T \omega}{2}} + j \text{sh} \sqrt{\frac{R_T C_T \omega}{2}} \sin \sqrt{\frac{R_T C_T \omega}{2}}} \end{aligned}$$

Le déphasage de v_2 entre v_2 et v_1 est obtenu pour ω_0 tel

que

$$\sqrt{\frac{R_T C_T \omega_o}{2}} = \pi, \quad \omega_o = \frac{2 \pi^2}{R_T C_T}$$

l'atténuation $A(\omega_o)$ est $A(\omega_o) = \text{ch } \pi$

A la pulsation $3\omega_o$, l'atténuation devient :

$$\begin{aligned} A(3\omega_o) &= \sqrt{\text{ch}^2 \pi \sqrt{3} \cos^2 \pi \sqrt{3} + \text{sh}^2 \pi \sqrt{3} \sin^2 \pi \sqrt{3}} \\ &= \sqrt{\cos^2 \pi \sqrt{3} + \text{sh}^2 \pi \sqrt{3}} \end{aligned}$$

Numériquement, d'après les tables de Chambers :

$$\frac{A(3\omega_o)}{A(\omega_o)} = \frac{115,3}{11,57} \neq 10 \quad \text{et} \quad \frac{V_s(3\omega_o)}{V_s(\omega_o)} = d_3 = \frac{1}{30}$$

La distorsion, avec un réseau RC distribué, est plus importante qu'avec un réseau à trois cellules identiques, et l'augmentation du nombre de cellules du réseau RC passif dégrade les performances du montage.

3). . Variante de ce type d'oscillateur

Dans le but de réduire la distorsion, le réseau déphaseur peut être actif : par rapport au diagramme fonctionnel de la figure 2, l'ensemble $R + A_1$ est remplacé par un filtre actif sélectif F (fig. 11).

La stabilité d'amplitude sera obtenue en assurant une bonne stabilité aux niveaux de sortie de A_2 , ainsi

qu'au gain de F à la fréquence où son déphasage assure l'oscillation.

La stabilité de fréquence sera liée à la qualité des composants du filtre F_1 et au comportement de sa caractéristique de déphasage en

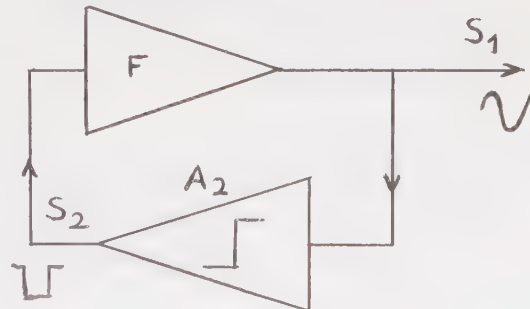


fig. 11

fonction de la fréquence ; un faible taux de distorsion sera obtenu pour de grandes sélectivités de F . En somme, un oscillateur de qualité nécessitera, avec cette méthode, la mise en oeuvre d'un filtre actif de bonnes performances, en respectant obligatoirement des tolérances étroites sur les composants qui le constituent ; ceci nous éloigne de notre recherche de simplicité.

4) .. Conclusion

Pour conclure, l'oscillateur de la figure 5 est pleinement satisfaisant pour fournir les signaux de commande du système de modulation et de démodulation de l'amplificateur à bas niveau du chapitre I. A cet effet, il suffit d'inverser les sorties S_1 et S_2 , et on dispose alors de deux tensions quasi-sinusoïdales en opposition de phase, pour la commande des transistors MOS, ainsi que de deux tensions carrées rigoureusement en phase avec les sinusoïdes précédentes, pour la commande des transistors bipolaires de la détection synchrone.

Notons au passage que le principe utilisé, de stabilisation de l'amplitude par saturation et filtrage passe-bas, se prête bien à des réalisations d'oscillateurs quasi sinusoïdaux de très basses fréquences : l'utilisation de résistances élevées dans le réseau déphaseur y autorise l'emploi de capacités modérées non chimiques, mais exige par contre que le courant continu d'entrée de l'amplificateur A_1 soit très faible, afin d'éviter un décalage continu important.

La circuiterie de l'oscillateur de la figure 5 est cependant relativement lourde. C'est pourquoi nous avons étudié une autre classe d'oscillateurs, dont l'amplitude est régulée par contrôle automatique de gain, sans que soient directement produits les signaux carrés de commande du démodulateur.

III - OSCILLATEURS D'AMPLITUDE REGULEE PAR CONTROLE DE GAIN

1 - Principe

Il s'agit d'un oscillateur où le gain de l'amplificateur est contrôlé par une grandeur électrique liée à la tension de sortie (stabilisation par CAG), ou plutôt à la différence entre l'amplitude de sortie et une amplitude de référence, cette dernière étant implicite ou explicite

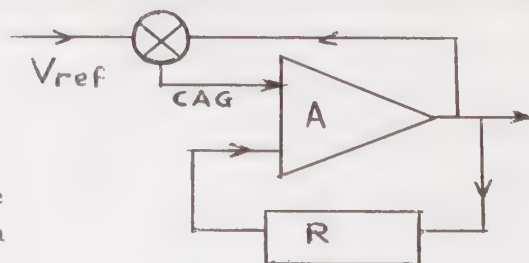


fig. 12

(asservissement pour CAG) (fig. 12).

Ce principe est bien connu [22] [23] et largement utilisé.

Une des technologies les plus courantes consiste à utiliser un réseau déphaseur en pont, la branche purement résistive du pont comporte une résistance sensible à la puissance moyenne qu'elle dissipe, une thermistance par exemple : R_T varie, en première approximation, proportionnellement à la valeur moyenne du carré de la tension de sortie de l'oscillateur.

Avec l'oscillateur à pont de wien de la figure 13, les oscillations, de pulsation $\omega_o = \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2 C_1 C_2}}$, s'amorcent si :

$$G_o \left(1 + \frac{R_{To}}{R_3}\right) > \left(G_o + 1 + \frac{R_{To}}{R_3}\right) \left(1 + \frac{C_1}{C_2} + \frac{R_2}{R_1}\right)$$

R_{To} étant la valeur de la thermistance en l'absence de signal de sortie.

L'amplitude d'équilibre est atteinte lorsque R_T satisfait à la relation :

$$\frac{1}{G_o} + \frac{1}{1 + \frac{R_T}{R_3}} = \frac{1}{1 + \frac{C_1}{C_2} + \frac{R_2}{R_1}}$$

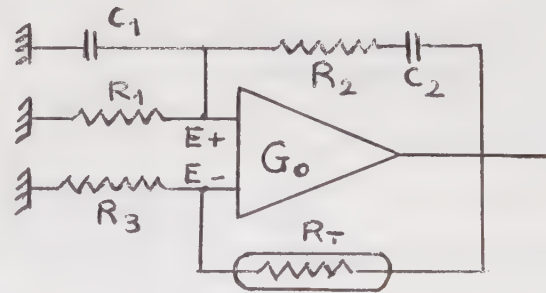


fig. 13

La stabilité de l'amplitude dépendra des divers termes de cette relation ; elle sera d'autant meilleure en fonction des variations possibles de G_o par exemple, que $\frac{dR_T}{dV_s}$ est élevé, et que G_o est grand.

Cette technologie à base de contre-réaction thermique nécessite une dissipation importante de puissance dans l'élément thermosensible ; c'est son inconvénient principal et nous l'abandonnerons au profit d'un contrôle électronique du gain de l'amplificateur.

2 - Contrôle électronique de gain

Pour mettre en oeuvre ce moyen de contrôle il faut disposer d'un amplificateur alternatif dont le gain soit commandé par une tension ou un courant continu, mais dont la distorsion reste très faible.

Des résultats satisfaisants sont obtenus avec un amplificateur différentiel (fig. 14).

Le courant de polarisation des émetteurs est fourni par la source I_0 .

T_2 fonctionne en base commune pour amplifier le courant alternatif i , tandis que la base de T_1 reçoit la tension continue $-V_0$ de commande.

En alternatif, T_1 dérive à la masse une fraction de i , et cette fonction dépend de V_0 .

Nous allons vérifier que, en première approximation, cette atténuateur du courant i , commandé par la tension V_0 , est sans distorsion.

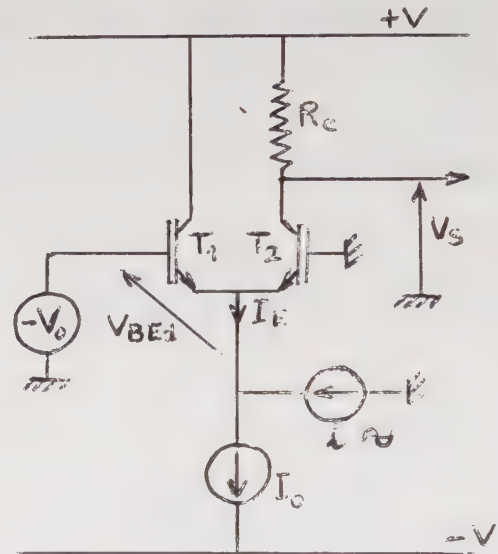


fig. 14

En négligeant notamment l'influence des résistances intrinsèques de base, les caractéristiques $I_C = f(V_{BE})$ qui donnent le courant émetteur d'un transistor en fonction de sa tension base-émetteur, sont pour T_1 et T_2 , d'allure exponentielle :

$$I_{E1} = I_{s1} e^{\frac{q V_{BE1}}{m k T}} \quad I_{E2} = I_{s2} e^{\frac{q V_{BE2}}{m' k T}}$$

expression où q est la charge de l'électron

k la constante de Boltzman

T la température absolue

m et m' sont des termes correctifs supposés égaux pour les transistors T_1 et T_2 du même type

I_{s1} , I_{s2} les courants de saturation inverse

Or on a... $V_{BE1} = V_{BE2} - V_o$, d'où :

$$I_{E1} = \frac{I_{s1}}{I_{s2}} I_{E2} e^{\frac{-qV_o}{mkT}}$$

avec $I_{E1} + I_{E2} = I_E$ à tout instant en basse fréquence

$$I_{E2} = \frac{I_E}{1 + \frac{I_{s1}}{I_{s2}} e^{\frac{-qV_o}{mkT}}}$$

$$A = \frac{I_{E2}}{I_E} = \frac{1}{1 + \frac{I_{s1}}{I_{s2}} e^{\frac{-qV_o}{mkT}}} \quad (7)$$

L'atténuation A est indépendante de la valeur instantanée du courant émetteur total $I_E = I_o + i$; en particulier $\frac{i_2}{i_1} = A$, i_2 étant le courant alternatif dans l'émetteur de T_2 . Dans les hypothèses du calcul précédent, l'atténuateur commandé par V_o n'introduit donc, théoriquement, aucune distorsion. En réalité, la distorsion introduite restera très faible tant que les générateurs I_o et i présenteront des impédances internes très élevées devant l'impédance dynamique d'entrée des deux transistors vus de leur point commun d'émetteur, puisque la principale source de distorsion tient dans la nature exponentielle de la caractéristique d'entrée.

Cette impédance dynamique $r = \frac{V_{BE2}}{I_E}$ est donnée par :

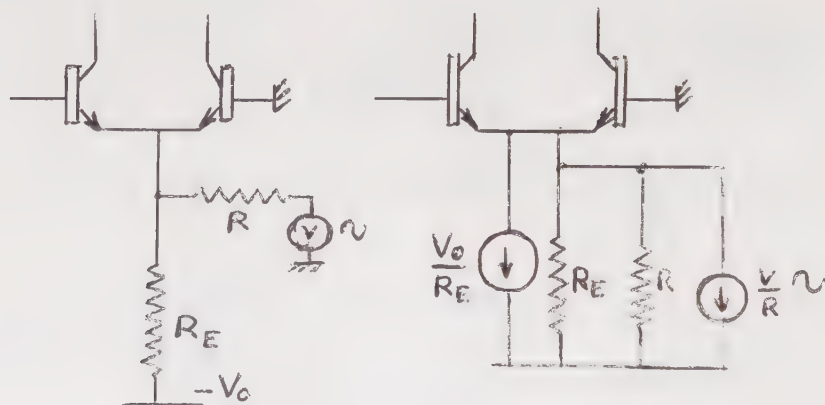
$$\frac{1}{r} = \frac{q(I_{E1} + I_{E2})}{mkT}, \text{ soit } r = \frac{mkT}{qI_E} ; \text{ la condition sur les}$$

impédances internes des sources I_0 et i sera aisée à vérifier : il suffira pour qu'elles soient constamment très élevées devant r , que $V_0 \gg \frac{m k T}{q}$

$$v \gg \frac{m k T}{q}$$

(fig. 15)

Des tensions V_0 et v de l'ordre de quelques volts seront suffisantes ($\frac{kT}{q} = 26$ mV à la température ambiante, m légèrement supérieur à 1).



3 - Montage oscillateur et limitation d'amplitude

L'atténuateur de courant qui précède est associé à un étage collecteur comme destiné à procurer un gain en courant à la chaîne amplificatrice et à un réseau de Wien (fig. 16)

La tension V_0 , une fois l'asservissement d'amplitude mis en place, provient de la comparaison entre une tension de référence, et la tension de sortie v_s après redressement et filtrage.

Remarquons d'abord que le courant de polarisation I_{E2} varie avec V_o , et déplace ainsi le point de fonctionnement de T_2 ; en régime transitoire, ce phénomène sera gênant puisque, à la sortie, la variation souhaitée de l'amplitude des sinusoïdes, consécutive à la variation de V_o , se superposera à une variation de point de fonctionnement moyen qui perturbe le redressement. Le montage devra donc en permanence être tel que $I_{E1} \ll I_{E2}$, ou encore $V_o \gg \frac{m k T}{q}$.

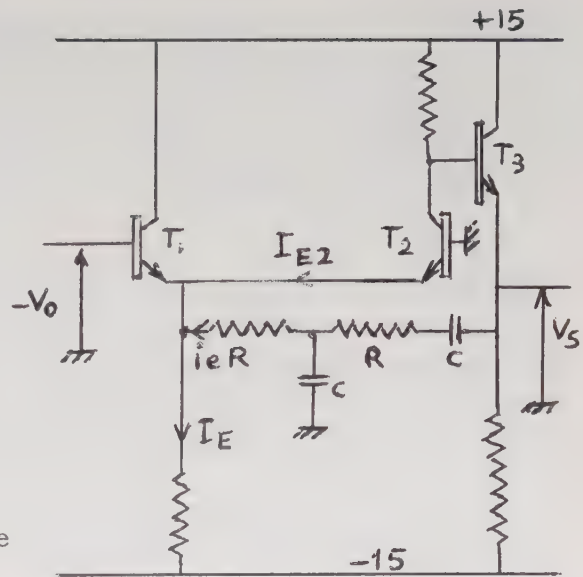


fig. 16

Faisons d'abord une étude linéaire grossière de l'oscillateur. Nous négligerons dans les calculs l'impédance d'entrée r de l'atténuateur, ainsi que l'impédance de sortie de l'étage collecteur commun T_3 . T_2 a un gain de courant $\alpha = \frac{I_c}{I_E}$ en base commune.

$$\text{On a } i_e = \frac{j C \omega v_s}{1 - R^2 C^2 \omega^2 + 3 j R C \omega} \quad \text{et } v_s = \alpha \cdot A \cdot R_c i_e ;$$

D'où, en combinant ces relations, les deux relations :

$$\omega = \frac{1}{RC} \quad \text{qui définit la fréquence des oscillations,}$$

$$\alpha A R_c = 3 R, \quad \text{qui définit la condition d'oscillations.}$$

Cette condition peut être juste satisfaite pour une valeur donnée de A , c'est-à-dire de V_o ; mais on n'a aucun renseignement sur l'amplitude de sortie, que précisément nous nous proposons d'asservir. Dès que V_o sera tel que $\alpha A R_c > 3 R$, l'amplitude des oscillations tendra à croître indéfiniment ; V_o décroîtra alors par l'intermédiaire de la boucle d'asservissement, tendant à faire disparaître les oscillations. Rien ne prouve à ce stade de l'analyse qu'il soit possible d'obtenir un régime stable.

En réalité, pour trancher cette question, il faut faire intervenir les non-linéarités infinitésimales de la chaîne d'amplification, c'est-à-dire de T_2 et T_3 . Ces dernières sont mal contrôlées, variables d'un transistor à l'autre, elles sont dues notamment à la non-linéarité de l'impédance d'entrée r de l'atténuateur, de l'impédance de sortie de T_3 , à la variation de α avec le courant, à la non linéarité des caractéristiques de sortie $I_c = f(V_{cB})$ du transistor T_2 . Nous admettrons, en nous basant uniquement sur l'expérience, que ces non-linéarités agissent dans le sens d'une limitation d'amplitude des oscillations, à condition de considérer une excursion suffisante sur la caractéristique de transfert $V_s = f(i_e)$, sans cependant pénétrer dans les zones d'écroûtement.

La figure 17 présente cette caractéristique, avec des non-linéarités fortement exagérées, dans divers cas, autour du point de fonctionnement moyen.

Recherchant des oscillations quasi sinusoïdales, supposons que i_e varie sinusoïdalement. Nous nous intéresserons à la composante fondamentale de v_s et au rapport $\frac{v_s}{i_e} = p'$, égal à la transrésistance équivalente p' du montage. Il y aura limitation d'amplitude des oscillations si p' vient à décroître avec l'amplitude de i_e . C'est le cas dans la figure 17 a) où le point de repos est un point d'inflexion de la caractéristique. Ce n'est pas le cas dans la figure 17 b) tant que l'on ne se rapproche pas dangereusement des zones de saturation franches, hâchurées.

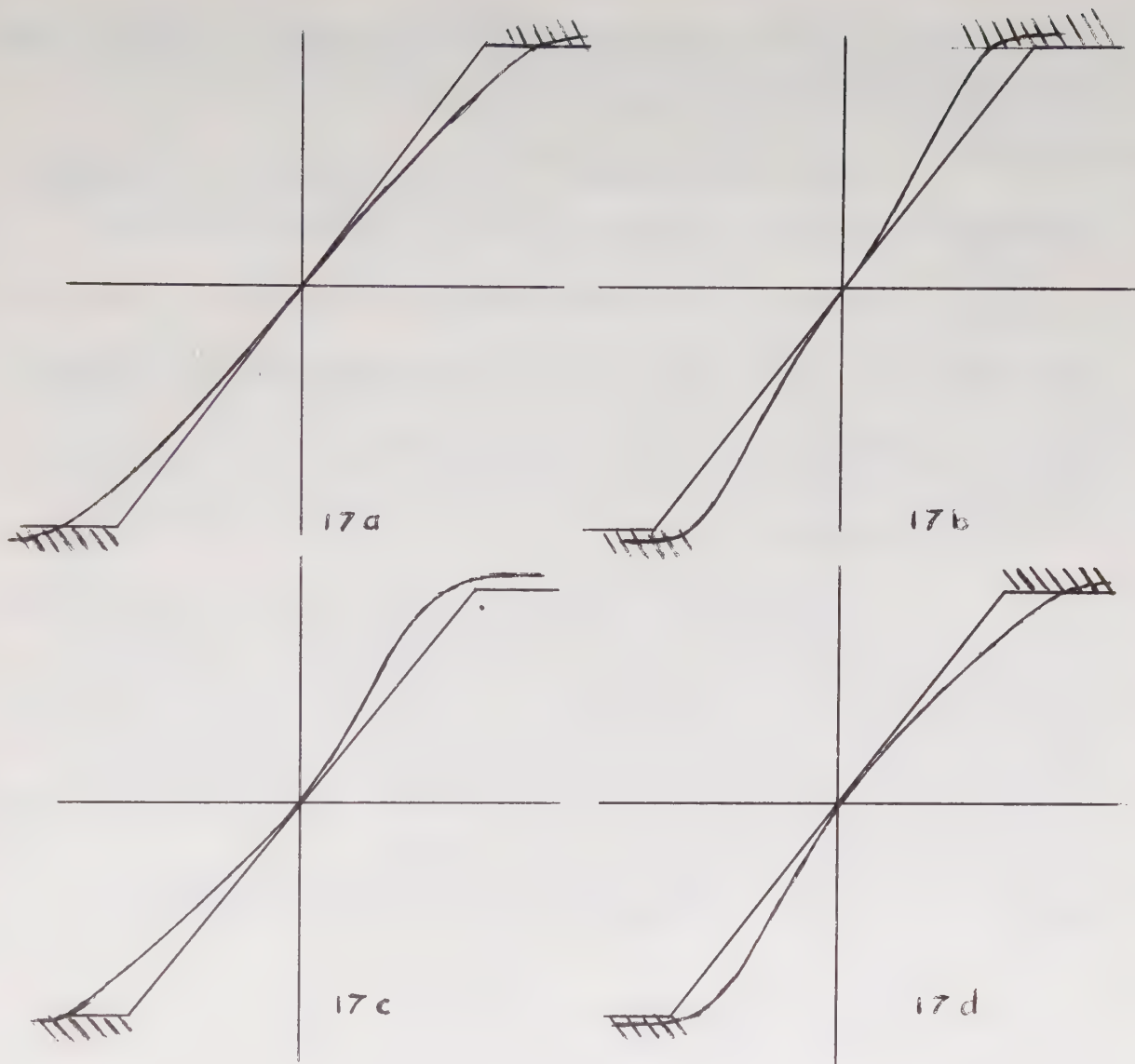


fig. 17 : Différentes possibilités de comportement de la caractéristique de transfert autour du point moyen.

Les cas des figures 17 c) et 17 d) sont indiscutables, on peut très bien avoir l'instabilité locale autour de l'origine (c'est-à-dire augmentation de i_e avec l'amplitude de i_e), mais il est certain que dès que l'excursion de i_e devient importante, on a à nouveau limitation de l'amplitude, sans qu'il soit nécessaire de pénétrer dans les zones de saturation franche.

Nous admettons donc, nous basant sur l'expérience, que

le cas de figure 17 d) ne sera pas rencontré et que l'on travaille avec une amplitude suffisante pour que les caractéristiques les plus probables, 17 c) ou 17 d) donnent la limitation d'amplitude.

Dans ces conditions, à chaque valeur de V_o correspond une amplitude de sortie, et on peut définir un gain pour l'oscillateur :

$$G_o = \frac{\Delta V_s}{\Delta V_o} . \text{ Lorsque } V_o \text{ varie brutalement, la réponse de } V_s \text{ n'est pas}$$

instantanée ; aussi peut-on définir une fonction de transfert pour l'oscillateur, caractérisant le comportement de V_s au cours du temps en fonction de V_o . Cette étude est d'un grand intérêt dans notre réalisation, en vue notamment de préciser la stabilité de la boucle d'asservissement en très basses fréquences.

En l'absence d'informations précises sur la non linéarité de la caractéristique de transfert de l'amplificateur, et en l'absence d'exacte reproductibilité de cette caractéristique d'une réalisation à l'autre (dispersion sur les non-linéarités infinitésimales des transistors), nous nous contenterons du modèle le plus simple de limitation d'amplitude décrit par l'équation différentielle de Van der Pol, cas particulier de l'équation de Lienard qui nous serait, en toute rigueur, nécessaire [22]

Ceci revient à se placer dans le cas de figure 11 a), avec une caractéristique localement cubique autour de l'origine :

$$v_s = \rho i_e \left[1 + \frac{i_e^2}{I_1^2} \right]$$

ρ , ici, vaut $\alpha A R_c$

Comme nous recherchons des solutions quasi-sinusoïdales, nous introduirons tout de suite une linéarisation équivalente en régime sinusoïdal.

si $i_e = I \sin \omega t$,

$$v_s = I \sin \omega t \left(1 - \frac{I^2}{I_1^2} \sin^2 \omega t \right)$$

$$v_s = I \left(1 - \frac{3}{4} \frac{I^2}{I_1^2} \right) \sin \omega t - I \frac{I^2}{4I_1^2} \sin 3\omega t$$

En nous en tenant à la composante fondamentale de v_s , la transrésistance équivalente de l'amplificateur est :

$$\rho' = \left(1 - \frac{3}{4} \frac{I^2}{I_1^2} \right) \rho$$

et dépend de l'amplitude I de i_e .

Une analyse quasi linéaire de l'oscillateur, par cette méthode de la fonction descriptive, conduit maintenant à la condition d'oscillations complexe :

$$H(j\omega, I) \equiv 1 - R^2 C^2 \omega^2 + jC\omega(3R - \rho') = 0$$

$$U(j\omega) = 1 - R^2 C^2 \omega^2 = 0 \quad (8)$$

$$V(j\omega, I) = jC\omega(3R - \rho') = 0$$

La pulsation des oscillations est toujours $\omega_0 = \frac{1}{RC}$ et l'amplitude I_0 est définie par $\rho' = 3R$, soit

$$\alpha A R_c \left(1 - \frac{3}{4} \frac{I_0^2}{I_1^2} \right) = 3R ; I_0 = \frac{2I_1}{\sqrt{3}} \sqrt{1 - \frac{3R}{\alpha A R_c}}$$

L'amplitude de la tension de sortie, V_{s_0} , est égale à $3RI_0$, soit

$$V_{s_0} = 2RI_1 \sqrt{3} \sqrt{1 - \frac{3R}{\alpha A R_c}} \quad (9)$$

cette expression permet de calculer le gain G_0 de l'oscillateur :

$$G_0 = \frac{\Delta V_{s_0}}{\Delta V_0}, \text{ puisque } A \text{ dépend de } V_0 \text{ par (7) :}$$

$$\frac{1}{A} = 1 + \frac{I_{s1}}{I_{s2}} e^{\frac{-q V_o}{m k T}} = 1 + K e^{\frac{-q V_o}{m k T}}$$

$$\text{d'où } V_{s_o} = 2R I_1 \sqrt{3} \sqrt{1 - \frac{3R}{\alpha R_c} (1 + K e^{\frac{-q V_o}{m k T}})}$$

$$G_o = \frac{V_{s_o}}{V_o} = \frac{(2 R I_1 \sqrt{3})^2}{2 V_{s_o}} \cdot \frac{q}{m k T} \cdot \frac{3 R}{R_c} \cdot K \cdot e^{\frac{-q V_o}{m k T}}$$

$$G_o = \frac{q}{m k T} \frac{(2 R I_1 \sqrt{3})^2}{2 V_{s_o}} \left(1 - \frac{3 R}{R_c}\right) \quad (10)$$

Le gain G_o est inversement proportionnel à V_s , d'une part, et est d'autant plus faible que αR_c est proche de $3 R$: $R_c = 3 R$ correspond à la condition d'accrochage des oscillations en l'absence de contrôle ($A = 1$), et on peut dire que le gain de l'oscillateur est proportionnel à l'excès relatif $\frac{\alpha R_c - 3 R}{\alpha R_c}$ de condition d'oscillation en l'absence de contrôle.

Les relations (8) permettent également de calculer la constante de temps de l'oscillateur. On démontre en effet que, si l'amplitude I s'écarte faiblement de l'amplitude I_o en régime permanent, elle revient à I_o avec une constante de temps donnée par :

$$\tau = \frac{1}{I_o} \frac{\left(\frac{\partial U}{\partial \omega}\right)_o^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial \omega}\right)_o^2}{\left(\frac{\partial U}{\partial I}\right)_o \left(\frac{\partial V}{\partial \omega}\right)_o - \left(\frac{\partial U}{\partial \omega}\right)_o \left(\frac{\partial V}{\partial I}\right)_o}$$

les dérivées partielles étant prises au point d'équilibre [22]

$$\text{Ici } \tau = \frac{1}{\omega_o} \frac{4 R^4 C^4 \omega_o^2}{2 R^2 C^2 \omega \times C \omega \times \frac{3}{4} \rho \frac{2 I_o}{I_1^2}}$$

$$\tau = \frac{1}{\omega_o} \frac{R}{\propto A R_c - 3 R} \quad \text{cette expression se transforme, combinée avec (9)}$$

$$\text{en } \tau = \frac{1}{3 \omega_o} \left(\frac{12 R^2 I_1^2}{V_{s_o}^2} - 1 \right) \quad (11)$$

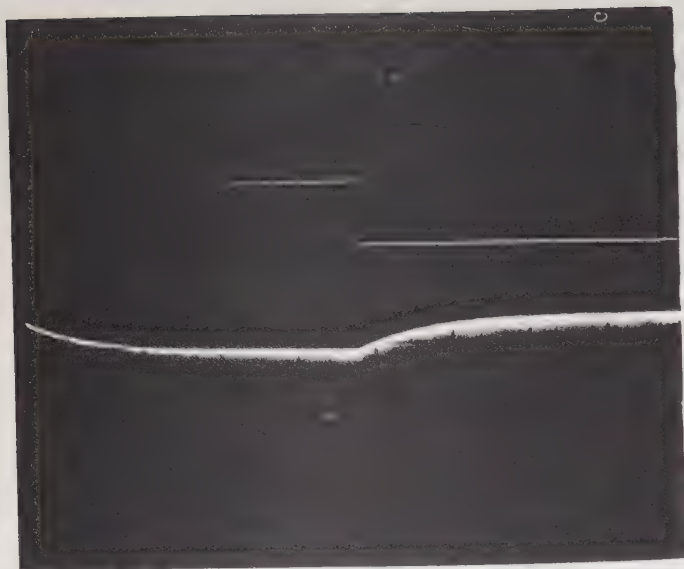
Ce résultat montre que la réponse est d'autant plus lente que V_{s_o} est petit.

Les résultats (10) et (11) se vérifient expérimentalement d'une manière très qualitative. V_o , dans l'étude expérimentale, est

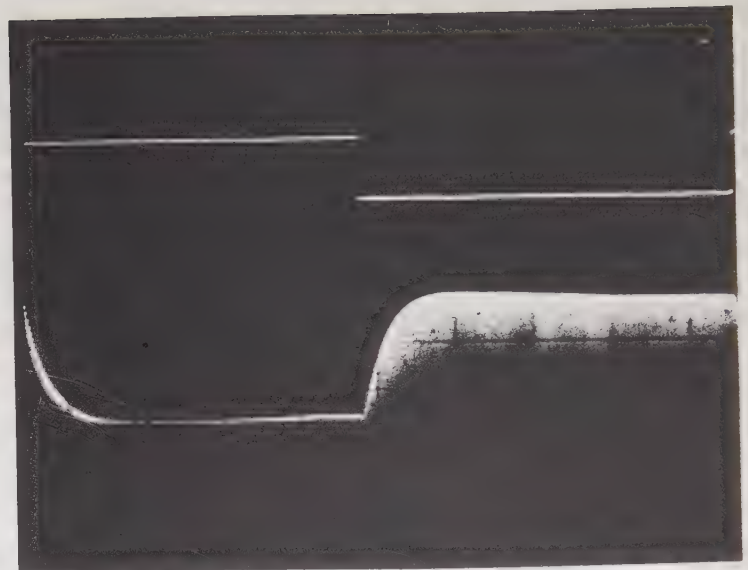
obtenue par l'intermédiaire d'une intégration de constante de temps élevée ; à cette tension intégrée, on superpose des signaux carrés. La figure 18 donne les résultats obtenus pour des amplitude crête à crête de 3 V (18a et 18 b) et 10 V (18c et 18d), avec un excès de condition

d'oscillation $\frac{\propto R_c - 3 R}{\propto R_c}$ faible (18 a et 18 c) et plus élevé (18 b et 18 d),

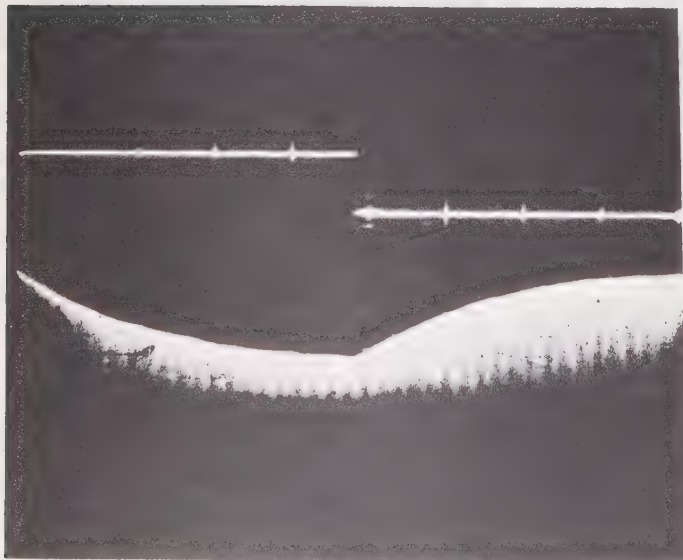
et une fréquence d'oscillation de 6,5 k Hz.



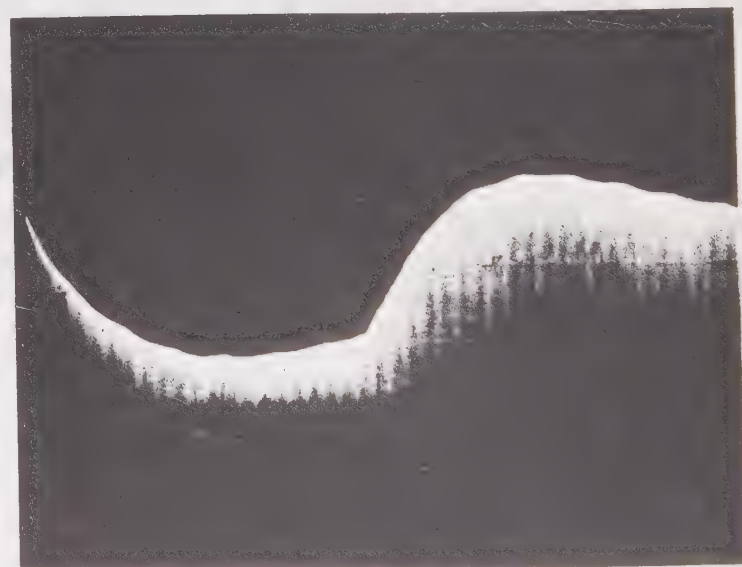
18 a
 $V_c \text{ à } c = 3 \text{ V}$. $\Delta V_o = 40 \mu\text{V}$
 $\frac{\alpha R_c - 3 R}{\alpha R_c}$ faible - 0,1 V/cm



18 b
 $V_c \text{ à } c = 3 \text{ V}$ $\Delta V_o = 40 \mu\text{V}$
 $\frac{\alpha R_c - 3 R}{\alpha R_c}$ élevé - 0,1 V/cm



18 c
 $V_c \text{ à } c = 10 \text{ V}$ $V_o = 400 \mu\text{V}$
 $\frac{\alpha R_c - 3 R}{\alpha R_c}$ faible - 0,5 V/cm



18 d
 $V_c \text{ à } c = 10 \text{ V}$ $V_o = 400 \mu\text{V}$
 $\frac{\alpha R_c - 3 R}{\alpha R_c}$ élevé - 0,5 V/cm

fig. 18 : réponse de l'amplitude à un échelon de tension de commande

Il n'a pas été possible d'obtenir des oscillations stables à bas niveau, comme on pouvait le craindre.

4 - Asservissement de l'amplitude

Etant donné la valeur élevée $\frac{\Delta V_{so}}{\Delta V_o}$ du gain G_o de

l'oscillateur, il est superflu d'introduire une amplification dans la chaîne de retour : un simple redressement et filtrage suffit à assurer un contrôle satisfaisant dans notre application. En agissant sur la constante de temps du filtrage, on peut obtenir une réponse transitoire satisfaisante à un échelon de V_{ref} (fig. 19), mais la reproductibilité est médiocre puisque G_o dépend de

$$\frac{\propto R_c - 3 R}{\propto R_c} ;$$

un léger réglage de R_c est nécessaire pour l'améliorer.

Le taux de distorsion dû à l'harmonique 3 dans le modèle de Van der Pol,

dépend de $\frac{\propto R_c - 3 R}{\propto R_c}$ par l'intermédiaire de $\frac{I^2}{I_1}$. Théoriquement, il peut être très réduit et en

pratique des taux de distorsion de 0,12 % ont été obtenus en agissant effectivement sur R_c : l'asservissement d'amplitude par atténuateur à faible distorsion, se prête bien à la génération d'ondes presque pures.

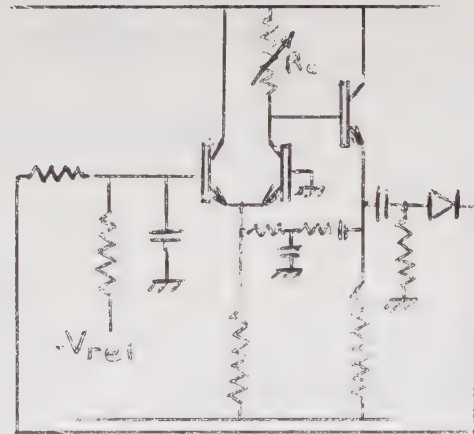


fig. 19

5 - Sortie sur transformateur

Le montage se prête bien à la sortie sur transformateur, si besoin est (fig. 20).

Les déphasages propres du transformateur n'interviennent pratiquement pas sur la fréquence des oscillations, et on peut obtenir des signaux sinusoïdaux et carrés en phase à condition d'utiliser les deux enroulements secondaires.

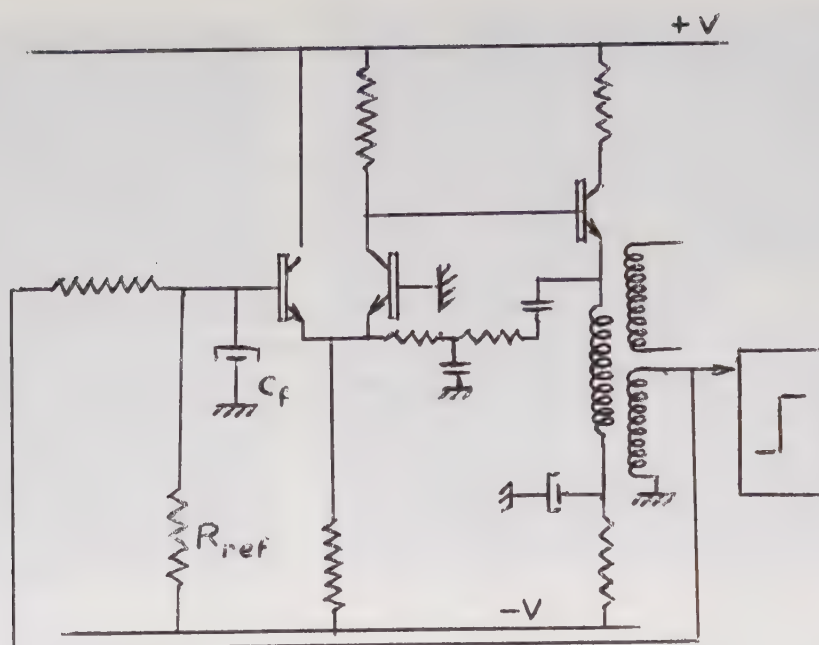


fig. 20

6 - Conclusion

La structure de base de l'oscillateur, c'est-à-dire l'atténuateur de courant à faible distorsion T_1 T_2 , suivi d'un étage tampon, réduit à un simple montage collecteur commun dans notre réalisation, est susceptible d'être utilisée avec d'autres réseaux de bouclage que le réseau de Wien. En particulier, des signaux sinusoïdaux ont été obtenus avec un quartz fonctionnant à la résonance série, et avec des circuits résonnants série.

En basse fréquence, rappelons que l'on peut obtenir des taux de distorsion de la tension de sortie de l'ordre de 0,12 %, la réponse de l'oscillateur à une variation de charge, ou à une perturbation quelconque étant alors lente.

Le montage de la figure 19, suivi de la mise en forme décrite au chapitre précédent, a été choisi, en raison de sa simplicité, pour produire les signaux de commande des modulateur et démodulateur de l'amplificateur à bas niveau.

CHAPITRE III

CONVERSION TENSION FREQUENCE

Désireux d'effectuer une présentation numérique des signaux de sortie de l'amplificateur à bas niveau décrit au chapitre I, nous avons cherché à réaliser une conversion analogique-numérique aussi simple que possible, en construisant un voltmètre numérique spécialisé, au lieu d'immobiliser un appareil polyvalent.

Comme les signaux à convertir ont une évolution lente, en général, on peut utiliser une conversion tensio-fréquence, ou tension-durée, plutôt que de décoder analogiquement, et avec une grande précision, le contenu d'un registre numérique ; on bénéficie ainsi d'une électronique plus légère.

Néanmoins, si nous voulons que la conversion analogique-numérique respecte au mieux les performances de l'amplificateur qui la précède, nous devons lui assurer une grande précision, une bonne linéarité, une grande dynamique, c'est-à-dire un rapport élevé entre le plus grand et le plus petit signal codés fidèlement, et enfin une bonne stabilité envers les différentes causes éventuelles de dérive [24]

Fixons-nous à priori comme objectif d'afficher quatre chiffres décimaux : la dynamique nécessaire est de 10^4 et les erreurs introduites par les dérives ne devront pas dépasser le dix-millième du

du signal maximum codé, afin de ne pas trop dépasser l'imprécision de ± 1 unité inhérente au système numérique.

De telles performances correspondent aux possibilités de la conversion tension-durée décrite dans la référence précédente, qui serait utilisable.

Nous avons cependant abordé le problème d'une manière différente, plus en vue d'explorer les possibilités des oscillateurs quasi-sinusoidaux dans le domaine de la conversion analogique-numérique, que dans l'intention d'obtenir des performances supérieures ou simplement équivalentes.

I - PRINCIPE

L'outil central est l'organe convertisseur de tension en fréquence, C, qui n'est autre qu'un oscillateur quasi-sinusoidal dont la fréquence est commandée par la tension v_1 . Cet outil, comme on va le voir, est inutilisable directement : sa fonction de transfert $f = \phi'(v_1)$ est insuffisamment linéaire pour satisfaire nos exigences, d'une part, et d'autre part, impossible à reproduire exactement d'une réalisation à l'autre en raison de la dispersion des caractéristiques des composants actifs utilisés, dans une série de même type.

Dans cette situation, l'insertion de la conversion C dans une boucle d'asservissement s'impose (fig. 1), la contre-réaction atténuant considérablement les non-linéarités comme les effets des dispersions des caractéristiques, pourvu que le taux de contre-réaction, c'est-à-dire le rapport gain $\frac{v_2}{v_e}$ en boucle ouverte au gain en boucle fermée de l'ensemble de la chaîne, soit élevé.

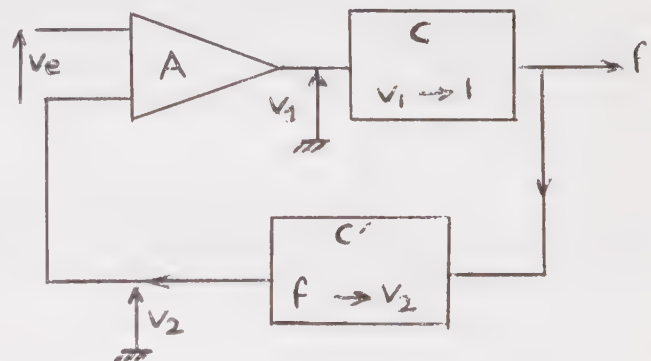


fig. 1

Il faut pour cela effectuer la conversion inverse c' de la fréquence de sortie en la tension V_2 , avant d'élaborer V_1 par comparaison de la tension d'entrée V_e et de V_2 , puis réaliser l'amplification de la

différence $V_e - V_2$ par l'amplificateur à grand gain à entrées différentielles A.

Les performances de l'ensemble, notamment la linéarité et la stabilité, dépendent étroitement des caractéristiques de C_1 C' A à cet égard. En particulier, en admettant que la conversion C' est parfaite, la linéarité de l'ensemble est directement liée à la linéarité propre de la conversion C. Inversement, il est vain de prétendre améliorer C par contre-réaction si la conversion C' n'est pas dotée d'une linéarité, d'une stabilité et d'une reproductibilité supérieures à celle de C ; plus généralement, lorsque l'on veut, par asservissement, établir une relation linéaire entre deux grandeurs de nature différente, ici tension à l'entrée, fréquence à la sortie, les résultats sont limités par les performances de la conversion inverse, ici fréquence-tension.

Nous allons examiner successivement C, C' et A.

II - LE CONVERTISSEUR TENSION-FREQUENCE

1 - Principe de la variation de fréquence

Nous cherchons à réaliser un oscillateur dont la fréquence commandée par une tension, est susceptible de varier au moins dans un rapport de 1 à 10^4 avec une assez bonne linéarité.

Nous utilisons des transistors à effet de champ en éléments à conductance variable, dans la zone des faibles tension drain-source, exactement comme nous avons utilisé les transistors à effet de champ à grille isolée dans le modulateur d'entrée de l'amplificateur à bas niveau décrit au chapitre Ier.

La conductance entre drain et source, g_{ds} , varie autour de l'origine ($V_{Ds} = 0$, $I_D = 0$) en fonction de la tension grille-source V_{GS} et, en toute première approximation, est proportionnelle à cette tension :

$$g_{ds} = \left(1 - \frac{V_{GS}}{V_{po}}\right) g_o$$

V_{po} est la tension de pincement du transistor à effet de champ ; g_o et V_{po} sont sujettes à dispersion d'un échantillon du même type à l'autre, mais en tout état de cause, pour V_{GS} variant de $-V_{po}$ à 0, g_{ds} varie dans de

très fortes proportions, supérieures à 10^5 . Or, dans les oscillateurs qui utilisent un réseau déphaseur RC, la fréquence est proportionnelle à la conductance des composants résistifs ; en particulier, avec un réseau déphaseur de Wien, on a : $f = \frac{1}{2\pi} \frac{g}{C}$; une fréquence variable dans de grandes proportions, et en première approximation, d'une manière linéaire en fonction de la tension de commande, peut donc être théoriquement obtenue, en utilisant deux transistors à effet de champ comme conductances variables dans un oscillateur à réseau de Wien (fig. 2).

Pour bénéficier de la variation de fréquence, il est nécessaire cependant de faire varier les tensions grille-source des deux transistors T_1 et T_2 .

Il est hors de question d'appliquer le même potentiel de commande sur les deux grilles G_1 et G_2 , en raison de

la disparité des caractéristiques de ces deux transistors : pour une même tension V_{G_s} leurs conductances ne sont jamais

strictement égales ; même après appairage soigné des deux composants, les conductances diffèrent, notamment

lorsque la tension V_{G_s} est proche de la tension de pincement, c'est-à-dire aux fréquences basses. Or, si le rapport de conductances varie,

l'atténuation $\frac{v_2}{v_1}$ du réseau à la fréquence d'éventuelles oscillations (où

v_1 et v_2 sont en phase), varie également : $A = 2 + \frac{g_2}{g_1}$, et la condition

d'oscillations, $G > A$, où G est le gain de l'amplificateur, dépend de la fréquence désirée : des décrochages sont possibles aux fréquences basses, et on ne dispose d'aucun moyen pour les éviter.

Nous commandons donc les deux grilles séparément : la variation de fréquence s'obtient en entrant sur la grille de T_2 et la grille de T_1 est commandée de manière à assurer une amplitude fixe aux oscillations de sortie.

2 - Contrôle d'amplitude

Le gain G étant fixé, des oscillations d'amplitude constante sont produites lorsque $G = A$: le contrôle d'amplitude effectue donc un asservissement de la conductance g_1 de T_1 à la conductance g_2 de T_2 ,

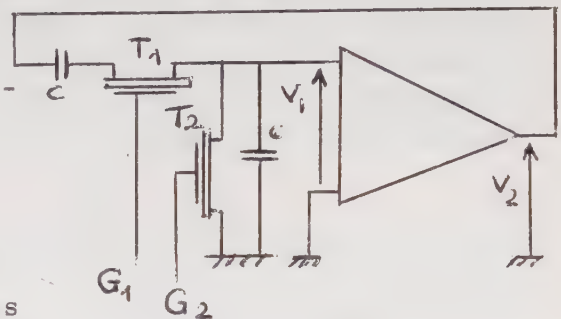


fig. 2

commandée par la tension V_{Gs2} . Les oscillations sont stables pour peu que les transistors à effet de champ présentent des non-linéarités adéquates ; expérimentalement, on vérifie que c'est bien le cas, en raison de la légère courbure des caractéristiques, même à bas niveau (une centaine de millivolts crête à crête).

La figure 3 donne le schéma du montage.

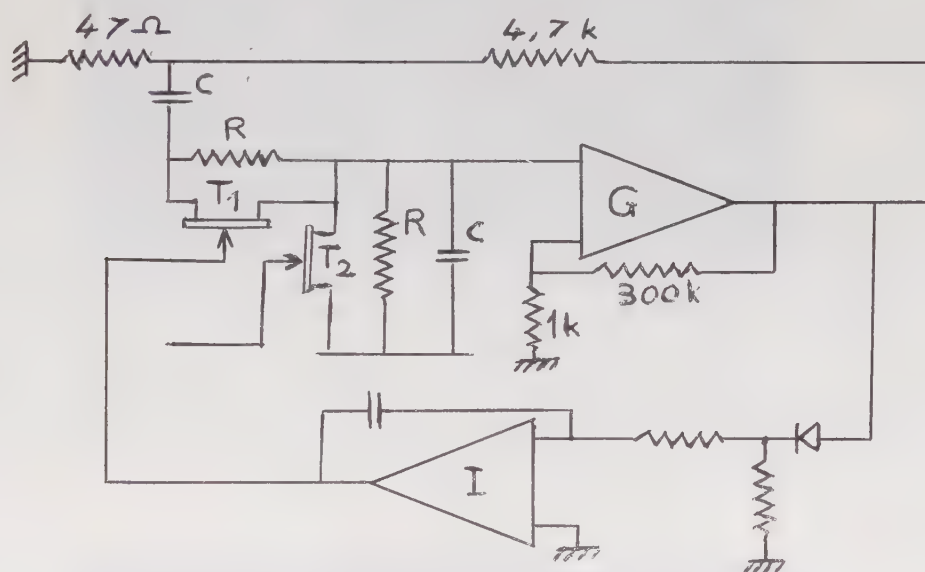


fig. 3

La tension de sortie de l'amplificateur G est divisée par 100, de manière à faire fonctionner le réseau de Wien à bas niveau, la tension de sortie de G restant suffisante pour être utilisée sans difficultés. L'amplificateur G est bouclé à un gain de 300. La tension de sortie de G, après redressement, attaque l'amplificateur intégrateur I qui effectue simultanément la comparaison de la tension redressée moyenne avec une tension de référence. La sortie de I, avec une phase correcte, attaque la grille de T_1 . Des résistances R de $10\text{ M}\Omega$ évitent le décrochage de l'oscillateur en cas de blocage de T_2 .

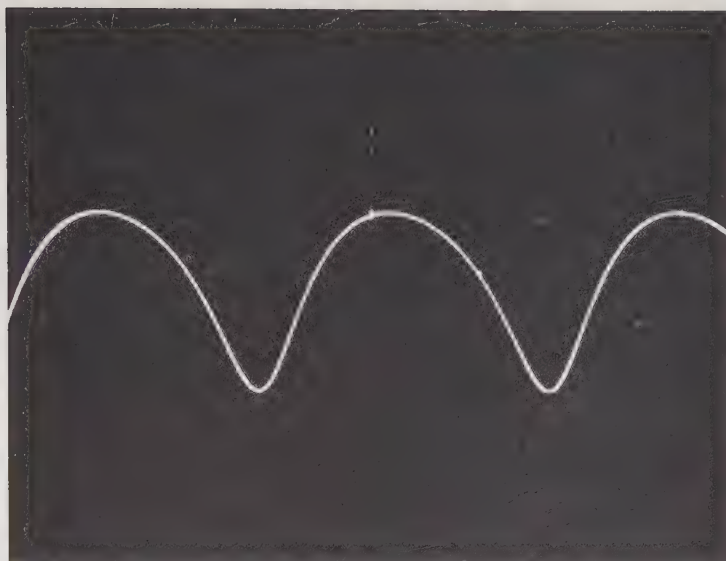
L'amplificateur G est construit de manière à ne perturber que fort peu le réseau de Wien. Aux basses fréquences d'oscillations, il importe que son impédance d'entrée soit très élevée, afin de ne pas shunter T_2 : l'étage d'entrée de G, dans ce but, est un amplificateur différentiel à transistors à effet de champ, et G est bouclé en non inverseur, ce qui tend à en accroître l'impédance d'entrée apparente. Aux

fréquences élevées d'oscillations, son déphasage doit être minime pour que la fréquence d'oscillations reste définie essentiellement par le réseau de Wien : la bande passante de G_1 bouclée à 300, est de 4 MHz.

La constante de temps de I est suffisamment élevée pour que les fréquences d'oscillations les plus basses soient convenablement filtrées.

3 - Résultats sur cet outil de conversion

Avec des capacités C de 1500 pF, la fréquence des oscillations lorsque T_2 est bloqué est de 11 Hz, comme prévu. En fonction de V_{G_s} , variant de - 1,7 V à 0, la fréquence des oscillations passe de 11 c/s à 300 kHz. Une fréquence supérieure plus élevée peut être obtenue avec des transistors à effet de champ de conductance g_o plus élevée que ceux que nous utilisons. La dynamique de 30 000 obtenue nous est largement suffisante. A noter que, aux fréquences basses, il est nécessaire de blinder le circuit, pour éviter les battements avec la fréquence du secteur d'alimentation. Aux fréquences basses également, la forme d'onde de sortie est détériorée (fig. 4).



4 a : V : 5 V/carreau
H : 1 m s/carreau



4 b : V : 5 V/carreau
H : 1 μ s/carreau

Fig. 4 : formes d'onde à la sortie de la conversion

Ceci n'a rien de surprenant, puisque la courbure des caractéristiques $I_D = f(V_{Ds})$ se produit pour des tensions V_{Ds} très faibles lorsque V_{Gs} est proche de la tension de pincement ; la distorsion s'en trouve accrue.

La linéarité est jugée satisfaisante quoique médiocre ; lorsque la fréquence d'oscillations dépasse 1 kHz : la pente de conversion $S = \frac{f'}{V_{Gs2}}$ varie du simple au triple seulement $100 \text{ kHz/V} < S < 300 \text{ kHz/Volt}$.

Aux fréquences basses, la pente est beaucoup plus faible.

En résumé, le montage est pleinement satisfaisant du point de vue de la dynamique, puisqu'elle dépasse aisément 10 000 ; la linéarité, si elle est plus mauvaise que prévu, n'interdit pas des performances satisfaisantes une fois le système de contre-réaction mis en place.

III - CONVERSION FREQUENCE-TENSION

La conversion fréquence-tension n'est autre qu'un circuit monostable qui délivre une impulsion identique chaque fois qu'il est déclenché à la fréquence de sortie de C (fig. 5).

La tension moyenne V_m de sortie du monostable, $V_m = V_o + (V_1 - V_o) T_1 f$, est bien proportionnelle à la fréquence des signaux de sortie de G.

La circuiterie du monostable fait l'objet d'un soin particulier puisque ses caractéristiques en linéarité et stabilité ont un effet déterminant sur les performances d'ensemble de la chaîne. En particulier la surface de l'impulsion de sortie doit être stable, à la fois en fonction de la température (stabilité de la pente de conversion), et du rythme de répétition (linéarité).

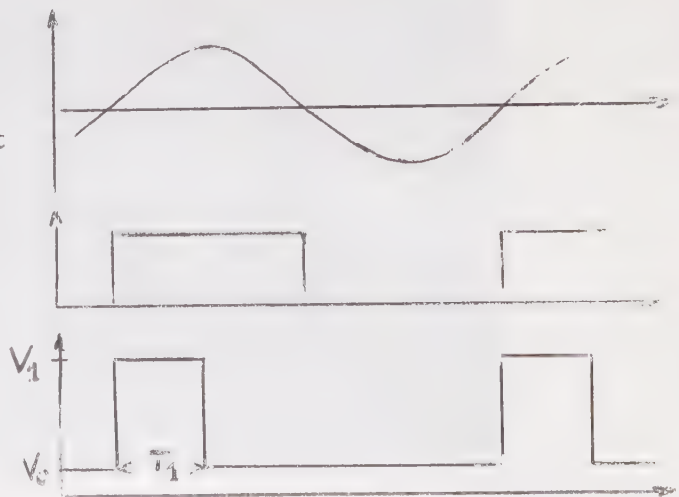


fig. 5 : sorties de C, mise en forme et monostable.

De même, le niveau V_0 , dont la présence écarte le pied de la courbe finale de conversion de l'origine des tensions, doit rester stable, sinon nul.

Pour assurer la constance de la surface de l'impulsion de sortie, on peut assurer successivement et séparément une durée stable, puis la calibration de l'amplitude ; de bonnes performances ont été obtenues avec une circuiterie simple [25]. Nous avons préféré réunir les deux fonctions, en nous servant de la stabilité d'amplitude pour garantir la stabilité de la durée.

L'étalonnage en amplitude est obtenu au moyen du montage de la figure 6 : la sortie est reliée à travers un transistor saturé, à la masse ou à la tension $+V_Z$ d'une diode Zener compensée en température ; comme l'un ou l'autre des transistors fonctionnent à courant collecteur faible, les tensions de saturation sont faibles.

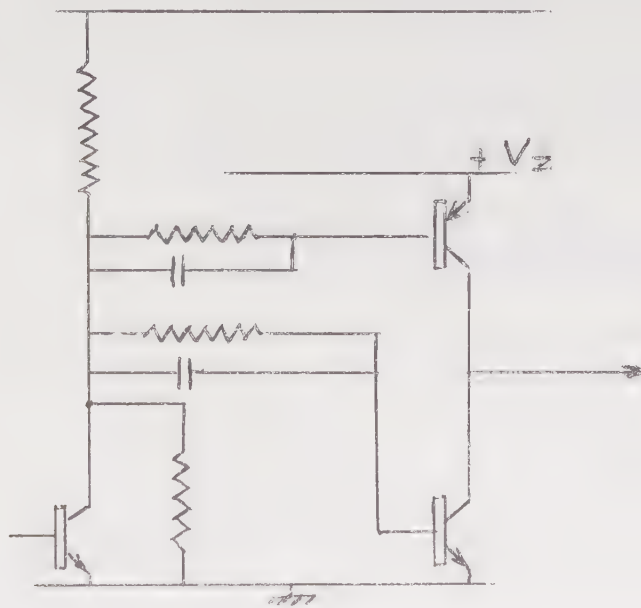


fig. 6

La sortie s'effectue sous basses impédance dans les deux états et cette propriété est d'un grand intérêt dans la détermination de la linéarité de la conversion fréquence-tension. En effet, une dissymétrie des deux impédances de sortie, dans les deux états, se traduit par une non linéarité supplémentaire (fig. 7).

En régime permanent, la tension au point P est égale à la tension d'entrée V_e et le courant moyen de charge de la capacité de l'étage intégrateur est nul.

On a donc :

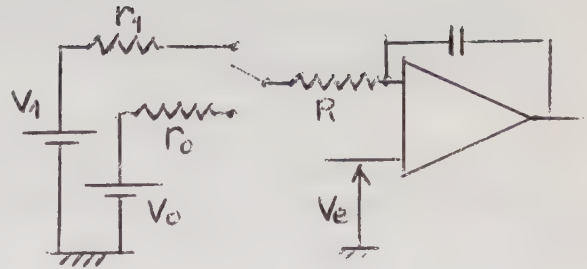


fig. 7

$$T_1 \frac{V_1 - V_e}{r_1 + R} - \frac{V_e - V_o}{r_o + R} (T - T_1) = 0$$

$$\text{soit } f = \frac{1}{T} = \frac{1}{T_1} \frac{(V_e - V_o)(r_1 + R)}{(r_o + R)V_1 - (r_1 + R)V_o + V_o(r_1 - r_o)}$$

cette relation n'est linéaire que si $r_1 = r_o$; dans le cas contraire, on aura intérêt à prendre R élevée : $R = 100 \text{ k}$.

Le calibre d'amplitude de la figure 6 est intégré dans un circuit monostable (fig. 8).

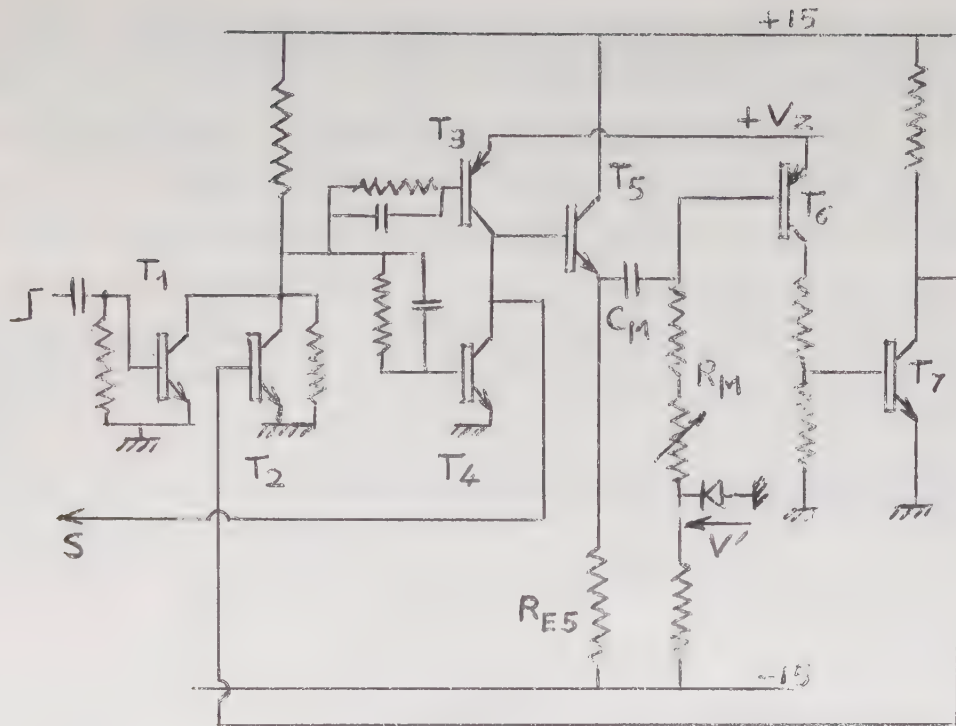


fig. 8 : Monostable

Le transistor pnp T_6 est normalement saturé, sa base est au potentiel $V_z - V_{BE\text{ sat}}$; lorsqu'une impulsion de déclenchement apparaît sur la base de T_1 , la sortie S passe d'un potentiel voisin de la masse à un potentiel voisin de V_z ; l'amplitude de cette variation n'est pas altérée par T_5 de sorte que la base de T_6 reçoit un échelon positif, transmis par C_M , d'amplitude égale à celle de la tension de sortie ; T_6 se bloque, tant que la capacité C_M ne s'est pas rechargée à travers R_M . T_5 n'est jamais bloqué pendant la recharge de sorte que la durée de recharge est donnée par :

$$T = R_M C_M \text{ Log } \frac{2 V_z - V_{BE\text{ sat}} - V'}{V - V_{BEs} - V'}$$

V_{BEs} est le seuil de conduction base-émetteur de T_6 , peu différent de $V_{BE\text{ sat}}$, et de comportement similaire en fonction de la température.

La stabilité de la durée est obtenue lorsque les variations de V' en fonction de la température compensent celles de $V_{BE\text{ sat}}$ et de V_{BEs} : V'

est établi par une diode polarisée en direct en permanence. Les composants R_M et C_M ont pour leur part un faible coefficient de température.

La récupération du monostable, c'est-à-dire le retour à l'état de repos après une impulsion, est rapide pourvu que R_{ES} soit suffisamment faible : C_M se décharge en effet dans R_{ES} et la base de T_6 lors de la remise en conduction de T_6 . On peut ainsi avoir un taux de répétition élevé sans altération de la durée, caractéristique qui réduit les effets relatifs des dérives dues à la tension de saturation de T_3 .

IV - ASSERVISSEMENT DE LA FREQUENCE

L'étage A (fig. 1) est un amplificateur opérationnel à entrées différentielles, monté en intégrateur (fig. 9).

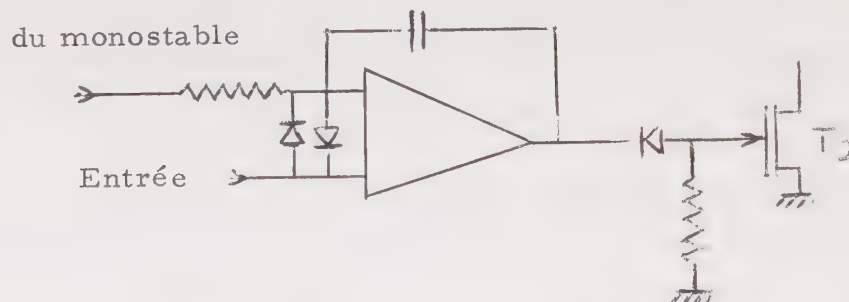


fig. 9

Pour éviter des oscillations de l'ensemble, il faut éviter que le convertisseur ne décroche en régime transitoire, c'est-à-dire qu'il faut fixer la constante de temps de réponse de l'asservissement d'amplitude à une valeur inférieure à celle de l'asservissement de fréquence.

V - AFFICHAGE NUMERIQUE ET RESULTATS

Il s'effectue par comptage et affichage décimal sur tubes "Nixie" des impulsions de sortie pendant un temps déterminé, obtenu par division d'un oscillateur à quartz.

On obtient une dynamique utilisable de 20 000 avec, cependant, une anomalie lorsque la fréquence de sortie est voisine de 50 Hz, due à un blindage pour le moment insuffisant de notre circuit.

Une dynamique supérieure, pourrait s'obtenir par le choix approprié des transistors à effet de champ.

La linéarité intégrale n'a pas été étudiée en détail. Elle est cependant meilleure que 10^{-3} lorsque la fréquence de sortie est comprise entre 1 KHz et 100 KHz. Quand la fréquence s'élève au-dessus de 100 KHz, c'est-à-dire à fort niveau de tension d'entrée, la linéarité se dégrade en raison de l'imperfection du monostable : la durée de l'état métastable décroît légèrement lorsque le rythme de répétition s'élève. Il serait bon de remanier la circuiterie de ce monostable afin de se dégager de ce défaut.

La dérive observée, à tension constante à l'entrée, est faible et correspond sur quelques dizaines de minutes, à 100 Hz environ ; après comptage, on a variation de 1 unité du quatrième chiffre décimal affiché. L'origine de cette dérive est située elle aussi dans le monostable, puisqu'elle provient de l'instabilité des grandeurs caractéristiques de son impulsion de sortie : niveaux et durée.

Sur quelques minutes on peut donc afficher valablement quatre chiffres décimaux et, comme prévu, les améliorations au circuit sont à rechercher du côté de la conversion inverse fréquence-tension, c'est-à-dire du monostable.

Le principe utilisé dans cette conversion tension-fréquence, à savoir l'asservissement à une tension d'entrée de la fréquence d'un oscillateur quasi-sinusoïdal, par ailleurs régulé en amplitude, est susceptible d'autres applications, en particulier, l'enregistrement automatique des courbes de réponse de circuits à une excitation sinusoïdale de fréquence variable dans de larges proportions.

CONCLUSION

Dans ce mémoire nous avons décrit une chaîne électronique pour la mesure des faibles différences de température par thermocouples.

Avec des capteurs, le point délicat est l'étage d'entrée constitué d'un chopper adapté (1), commandé par un oscillateur étudié spécialement (2). Enfin, l'utilisation des données par ordinateur nécessitait une conversion analogique-numérique, qui, pour des phénomènes lents, a été une conversion tension-fréquence (3) ayant des performances comparables aux techniques classiques mais à un coût plus faible.

Les résultats principaux ont été les suivants :

1 - Un chopper différentiel à transistors à effet de champ, à grille isolée, commandés sinusoidalement, prend en charge la tension d'entrée. Une contre-réaction, s'effectuant directement en continu entre la sortie de l'amplificateur et une entrée du chopper détermine le gain à des valeurs commutables de 10^3 à 10^6 , avec une précision voisine de celle des résistances du réseau de retour. Cette contre-réaction accroît simultanément l'impédance d'entrée du montage, toujours supérieure à plusieurs dizaines de $k\Omega$, valeur surabondante dans l'application envisagée.

La dérive de tension de l'amplificateur, ramenée à son entrée, est inférieure à 200 nanovolts en 24 heures, et reste couramment limitée à 50 nanovolts pendant quelques heures.

La structure du montage permet, au prix de légères additions au circuit d'entrée, d'utiliser l'amplificateur en multiplex de plusieurs signaux ayant un point de masse commun, la commutation des entrées étant commandée électroniquement par une horloge extérieure.

2 - Nous avons été amené à étudier deux types d'oscillateurs quasi-sinusoïdaux en basse-fréquence, susceptibles d'autres applications.

Le premier de ces montages produit simultanément un signal carré exactement en phase avec le signal quasi-sinusoïdal, qui reste alors entâché d'un taux de distorsion résiduel de 2,17 %.

Le second, dont l'amplitude de sortie est réglée, produit des tensions sinusoïdales dont le taux d'harmoniques peut être aussi faible que 0,12 %, avec une circuiterie très réduite.

3 - L'organe de conversion analogique-digitale est lui aussi un oscillateur quasi-sinusoïdal, asservi en amplitude et en fréquence. Il permet l'affichage de quatre chiffres décimaux sur tubes "Nixie" ou leur exploitation par calculateur.

Par ailleurs, l'aptitude de cette conversion à délivrer directement un signal quasi-sinusoïdal d'amplitude constante, et de fréquence variable entre 11 Hz et 300 kHz, en une seule gamme balayée linéairement en fonction de la tension d'entrée, en est une caractéristique intéressante.

VU, Les Membres du Jury :

R. BERNARD, Président
R. ARNAL
J. L. PETIT

VU et APPROUVE :
Le doyen de la Faculté des Sciences

J. BRACONNIER

VU et accordé le permis d'imprimer :

Lyon, le DECEMBRE 1967

Le Recteur,
Président du Conseil de l'Université

P. LOUIS

BIBLIOGRAPHIE

- 1 - E. CALVET - Microcalorimètre différentiel et à compensation
C.R. Acad. Sciences, 24 Mai 1948 - p. 1702-1704
- 2 - E. CALVET. H. PRAT - Microcalorimétrie et Applications physico-
chimiques et Biologiques
Masson - 1956
- 3 - E. CALVET. H. PRAT - Récents progrès en microcalorimétrie
Dunod 1958
- 4 - T.K. ENGEL, K.G. JORDAN, G.N. OTTO, D.M. SCOTT - High
temperature differential resistance bridge
calorimeter - Rev. Sci. Inst. vol 35, n° 7 -
p. 875-80 - Juillet 1964
- 5 - R.W. ATTREE, R.L. CUSHING, J.A. LADD, J.J. PERONI -
Differential calorimeter of the Tian-Calvet type
Rev. Sci. Inst. vol 29, n° 6 - p. 491-496 -
Juin 1958
- 6 - J.L. PETIT, L. SICARD, L. EYRAUD - Dispositif simple d'analyse
enthalpique différentielle
C.R. Acad. Sciences - Tome 252 n° 12 - p. 1740-
42 - Mars 1961
- 7 - J.L. PETIT - Etude, réalisation et perspectives d'application
d'un microflux-mètre thermique
Thèse Doctorat Lyon 1962

- 8 - P. CALVET - Représentation schématique du transfert de chaleur dans les calorimètres à conduction
Journal de Physique - vol 26 n° 10 supp. -
p. 207-13 - Octobre 1965
- 9 - F. CAMIA - Microcalorimétrie et inertie thermique
Colloque du C. N. R. S. "Les développements récents de la microcalorimétrie et de la thermogénèse" - Marseille 1965
- 10 - Y. THOUVENIN, Ch. HINNEN, A. ROUSSEAU - Sur l'obtention des courbes de thermocinétique avec un micro calorimètre Calvet - Colloque C. N. R. S. - d° - (9)
- 11 - S. P. EMMONS, H. W. SPENCE - Very low-drift complimentary semiconductor network de amplifiers
I. E. E. E. Journal of solid state circuits, vol SC 1
n° 1 - Sept. 1966 - p. 13-18
- 12 - M. SHIPLEY Sr - Analog switching circuits use field-effect devices
Electronics - 28 Décembre 1964 - p. 45-50
- 13 - K. EATON - Mos Fet's as low-level choppers General Micro-Electronics - Inc. Appl. note - vol 1 n° 2
- 14 - G. Giralt, J. C. MARTIN, F. X. MATEU-PEREZ - Le bruit en créneaux des transistors plans au silicium
Electronic Letters - vol 2 n° 6 - Juin 1966,
p. 228-229
- 15 - BOREL, LACOUR, VERDONE - Circuits intégrés à transistors MOS
L'Onde Electrique, vol 47 n° 484-495 - p. 944-949
- 16 - Siliconix Inc. Catalogue AOUT 1967
- 17 - M. GUIVARCH, J. L. PETIT - Dispositif de régulation et programmation thermique des blocs de microanalyse enthalpique différentielle et de microcalorimétrie à haute température
Colloque du C. N. R. S. : Les développements récents de la microcalorimétrie et de la thermogénèse - Marseille 1965

- 18 - J. MAX, H. CHEVALIER - Amplificateur de tension à liaisons directes très bas niveau
Journal de Physique, Physique Appliquée suppl.
au vol 25 n° 6 - Juin 1964 - p. 90A - 94A
- 19 - K.K. CLARKE - Design of self limiting transistor sine-wave oscillators - I.E.E.E. Trans. on circuit theory -
vol CT 13 n° 1, Mars 1966 p. 58-63
- 20 - K.K. CLARKE - Transistor sine-wave oscillators squegging and collector saturation
I.E.E.E. Trans. on circuit theory - vol CT 13
n° 4 - Décembre 1966, p. 424-428
- 21 - A. BOYER - Communication privée - 1966
- 22 - A. BLAQUIERE - Non linear system analysis
Academic Press, N. Y., London 1966
- 23 - T.E. STERN - Theory of non linear networks and systems
Addison-Wesley - 1965
- 24 - A. BOYER - G. HANUS - Y. MARTINEZ - Conversion analogique numérique - L'onde Electrique vol 47 - n° 484-485
p. 920-28
- 25 - Y. MARTINEZ - Stabilisation en température d'un multivibrateur monostable - L'onde Electrique vol 46 - n° 475,
p. 1130-31 Octobre 1966

